

VILNIAUS UNIVERSITETAS

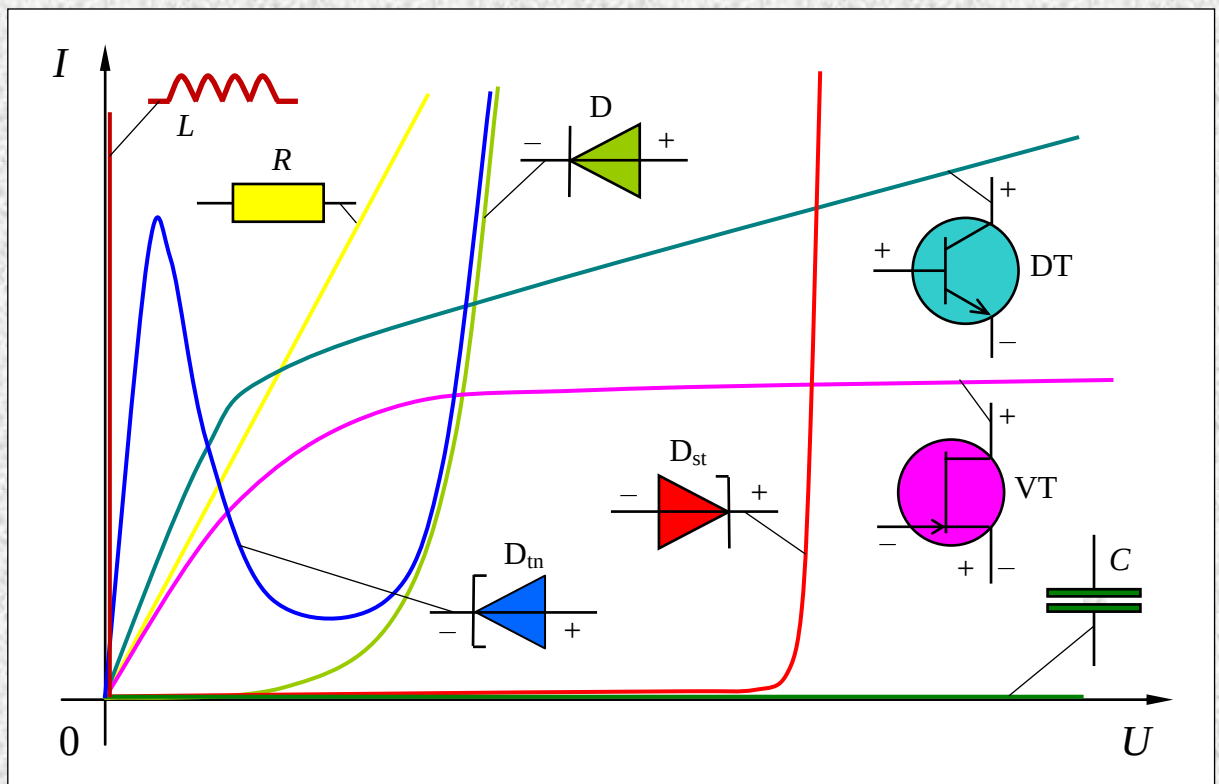
Fizikos fakultetas
Radiofizikos katedra



ČESLOVAS PAVASARIS

PUSLAIDININKINIAI ĮTAISAI. VEIKIMO IR TAIKymo PAGRINDAI

(I dalis. Pasyvieji ir aktyvieji radiotechninių grandinių elementai)



Mokomoji priemonė
Pataisyta ir papildyta- 2022

PRATARMĖ

Ši mokomoji priemonė yra sudaryta iš dviejų knygų: pirmoji knyga (I dalis) – „Pasyvieji ir aktyvieji radiotechninių grandinių elementai“; antroji knyga (II dalis) – „Radiotechninės grandinės“. Abi knygos yra skirtos Vilniaus universiteto Fizikos fakulteto studentams, ypač antrojo ir trečiojo kurso, susipažinti su mokomojoje Elektronikos laboratorijoje atliekamų elektronikos bei radioelektronikos laboratorinių darbų radiotechniniais grandynais, jų pasyviųjų *RLC* elementų ir aktyviųjų elementų – puslaidininkinių įtaisų (prietaisų) teoriniais veikimo ir praktinio taikymo pagrindais.

Pirmojoje knygoje yra nagrinėjami tiesinių ir netiesinių bei parametrinių radiotechninių elementų – įvairių puslaidininkinių diodų, dvipolių ir vienpolių (lauko) tranzistorių fizikiniai veikos principai, radiotechninės savybės įvairiose jungimo grandinėse, elektrinių charakteristikų ir parametrų priklausomybė nuo veikos taško – pastoviųjų įtampų ir srovių verčių atitinkamuose puslaidininkinio įtaiso išvaduose. Taip pat yra pateiktos nagrinėjamų parametrų priklausomybės nuo poveikio signalo dažnio plačiame dažnių diapazone ir šių priklausomybių aprašymo būdai. Kadangi lietuvių kalba yra santykinai nedaug literatūros triukšmų fizikos bei puslaidininkinių įtaisų matematinio modeliavimo klausimais, šios knygos pabaigoje kartu su triukšmų fizikos įvadu yra pateikta tranzistorių (dvipolių ir vienpolių) triukšmų fizika ir atitinkamos jų skaičiavimo metodikos. Taip pat pateikti puslaidininkinių įtaisų bei elektroninių grandynų su jais teorinio modeliavimo matematiniai pagrindai.

Mokomoji priemonė parašyta laikantis principo, jog skaitytojas yra išklauses kietojo kūno fizikos kursą (metalų, puslaidininkinių ir dielektrikų elektrinės savybės, jų aprašymo būdai) arba yra su juo susipažinęs savarankiškai, pakankamai gerai išmano bendrosios fizikos elektros skyrius – statiką ir dinamiką.

Ši mokomoji priemonė gali būti naudinga ir kitų aukštesniųjų bei aukštųjų mokymo įstaigų studentams – bakalaurantams, magistrantams bei doktorantams, besidomintiems elektronika.

P. S. Aptikus netikslumų arba klaidų, prašome savo pastabas bei pageidavimus siųsti elektroniniu paštu: **ceslovas.pavasaris@ff.vu.lt**

Autorius

1. PAGRINDINIAI RADIOTECHNINIŲ GRANDYNŲ ELEMENTAI

Šiame skyriuje yra pateikti pagrindiniai radiotechniniai elementai, kurie yra naudojami tiesiniuose ir netiesiniuose radiotechniniuose grandynuose. *Tiesinis grandynas* – tai toks, kurį paveikę harmoniniu signalu, pavyzdžiui, $u_{in}(t) = U_{o(in)} \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi_{in})$, grandyno išėjime gauname harmoninį reakcijos signalą, pavyzdžiui, $u_{is}(t) = U_{o(is)} \cdot \cos(\omega \cdot t + \varphi_{is})$, o *netiesinis grandynas* – kai išėjime turime neharmoninį reakcijos signalą, sakykime, moduluotos amplitudės $U_{o(is)}(t)$ signalą $u_{is}(t) = U_{o(is)}(t) \cdot \cos(\omega \cdot t + \varphi_{is})$, čia *harmoniniu signalu* vadiname signalą, kintantį laike t pagal sinuso (sin) arba kosinuso (cos) matematinės funkcijos dėsnį.

1.1. Pasyvieji radiotechniniai elementai (tiesiniai)

Tiesiniu radiotechniniu elementu yra vadinamas toks radiotechninis įtaisas, kurio elektriniai parametrai, pavyzdžiui, ominė varža R , nepriklauso nuo srovės ir įtampos jame.

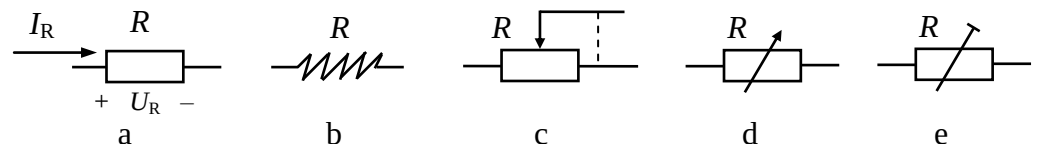
Pasyviuoju radiotechniniu elementu yra vadinamas toks radiotechninis įtaisas, kuris pasyvioje grandinėje, esant bet kokioms sąlygoms, negali sukelti elektrinių virpesių generacijos.

Varžos elementas R (varžas, rezistorius) – idealizuotas radiotechninis elementas, neturintis parazitinių reaktyviųjų sandų, būtent talpos C bei induktyvumo L . Tokiame elemente pastoviosios įtampos U_R (arba $U_{R=}$) ir juo tekančios pastoviosios srovės stiprio I_R (arba $I_{R=}$) sąryšis yra išreiškiamas *Omo dėsnio grandyno daliai*:

$$U_R = I_R \cdot R = I_R / G, \quad (1.1)$$

čia: R – rezistoriaus ominė varža, matuojama omais Ω ; $G = 1/R$ – laidis arba admitansas, matuojamas simensais S .

Rezistorius R radiotechninių grandynų schemose gali būti pavaizduotas keliais būdais. Jie parodyti 1.1 pav.



1.1 pav. Rezistoriaus R žymėjimas radiotechniniuose ir elektroniniuose grandynuose: a – europinis standartas; b – amerikietiškas standartas; c – ir d – derinamasis rezistorius (potenciometras); e – paderinamasis rezistorius

Kai rezistorius R yra prijungtas prie įtampos U šaltinio, tai jame atsiranda elektrinis laukas E , kurio modulis $E = U/L$, čia L – rezistoriaus ilgis tarp jo ominių kontaktų – išvadų. Rezistoriaus R medžiagoje esantys laisvi krūvininkai $\pm q_i$, čia indeksas $i = 1, 2, \dots$, veikiami Kulono jėgos $F_{Ki} = \pm q_i \cdot E$, juda vidutiniu greičiu $\bar{v}$ ir šis reiškinys nusakomas elektros srovės fizikiniu dydžiu – srovės stipriu I ir $i(t)$, kurie iš esmės yra *skaliariniai dydžiai*.

Bendriausiu atveju, kai krūvininkai $\pm q_i$ medžiagoje juda dėl įvairių priežasčių, srovės stipris I apskaičiuojamas taip:

$$I = |\Delta Q / \Delta t| = |\sum [(\pm 1) \cdot (\pm q_i)]| / \Delta t, \quad (1.1a)$$

čia $\Delta Q = \sum [(\pm 1) \cdot (\pm q_i)]$ – skerspjūvį S , pavyzdžiui, rezistoriaus R , kirtusių krūvininkų $\pm q_i$ kiekis per laiką Δt .

Išraiškoje (1.1a) krūvio kiekis ΔQ apskaičiuojamas atsižvelgiant į krūvininkų $\pm q_i$ judėjimo kryptį kertant skerspjūvį S , tai įskaitome atitinkamą krūvininką $\pm q_i$ dauginami iš

± 1 . Kai krūvininkai $\pm q_i$ kerta plotą S , pavyzdžiui, lauko E kryptimi, dauginame iš $+1$, o kai priešinga kryptimi, dauginame iš -1 . Čia reikia pasakyti, kad šis krūvio ΔQ skaičiavimo būdas tinka ir tada, kai krūvininkai $\pm q_i$ juda erdvėje įvairiausiomis kryptimis ir dėl įvairių priežasčių, o kertamo ploto S „teigiamą“ ir „neigiamą“ kryptį pasirenkame laisvai, pavyzdžiui, iš kairės į dešinę atitinka $+1$, o iš dešinės į kairę atitinka -1 , arba atvirkščiai.

Analogiškai bendriausiu atveju, kai krūvininkai $\pm q_i$ medžiagoje juda dėl įvairių priežasčių, srovės stiprio I momentinė vertė $i(t)$ laiko momentu t apskaičiuojama taip:

$$i(t) = |\Delta Q|/\Delta t \equiv d|Q|/dt, \text{ kai } \Delta t \rightarrow 0. \quad (1.1b)$$

Iš pateiktų apibrėžčių matome, kad srovės reiškinys yra susijęs su krūvininkų $\pm q_i$ judėjimu – jų vidutiniu greičiu $\bar{v}$. Todėl priimta šią savybę charakterizuoti srovės tankiais J ir $j(t)$ – vektoriniais dydžiais, kurių moduliai yra apskaičiuojami taip:

$$|J| = I/S, \quad |j(t)| = i(t)/S \quad \text{ir} \quad i(t) = j(t) \cdot S = |j(t)| \cdot |S| \cdot \cos \alpha, \quad (1.1c)$$

čia α – kampas tarp vektoriaus $j(t)$ ir normalės n į plotą $S = S \cdot n$, kai normalė n ir $j(t)$ sudaro mažiausią kampą α .

Vektorių J ir $j(t)$ kryptys priklauso nuo krūvio $\pm \Delta Q$ ženklo ir vektoriaus v krypties:

$$J = \pm \Delta Q \cdot \bar{v}, \quad j = \sum(+q \cdot n) \cdot \bar{v} + \sum(-q \cdot p) \cdot (-\bar{v}), \quad (1.1d)$$

čia n, p – atitinkamai teigiamų krūvininkų $+q_i$ ir neigiamų $-q_i$ tankis, o $\bar{v}$ kryptis imama lauko E kryptimi ir bendru atveju vidutiniai greičiai gali būti skirtingų modulių.

Puslaidininkų fizikoje, kai krūvininkai $\pm q_i$ juda veikiami elektrinio lauko E , įprasta srovės tankį $j(t)$ išreikšti taip:

$$j(t) = \sum(+q_i \cdot n) \cdot \mu_n \cdot E - \sum(-q_i \cdot p) \cdot \mu_p \cdot E = \sigma \cdot E, \quad (1.1e)$$

čia: $\mu_{n,p} = |\bar{v}|/|E|$ – atitinkamai teigiamų krūvininkų $+q_i$ ir neigiamų $-q_i$ judris; σ = medžiagos savitasis laidis, o greitis $\bar{v}$ iš esmės yra dreifo greitis v_{drf} .

Elektrinėse ir elektroninėse grandinėse srovės tankis J arba $j(t)$ nėra taikomas, nes laikoma, kad jungiamųjų laidų skerspjūvis S srovės stipriui I arba (ir) $i(t)$ įtakos neturi. Tačiau analizuojant grandinės taikomas vektoriinių diagramų metodas, kai grandinėje esantys elektriniai signalai turi vektorių prasmę ir savybes. Todėl harmoninių signalų atveju laikome, kad elektros srovė I – kompleksinis dydis, kurį žymėsime pusjuodžiu šriftu, ir, analogiškai srovės tankiui J , srovės stiprio I vektorių sudaro turinčių elektrinį krūvį elementariųjų dalelių ar jų darinių judėjimas erdvėje:

$$I = J \cdot S_{\perp} \quad \text{ir} \quad i(t) = j \cdot S_{\perp}, \quad (1.1f)$$

čia $S_{\perp}$ – plotas, orientuotas statmenai srovės tankiui J arba j .

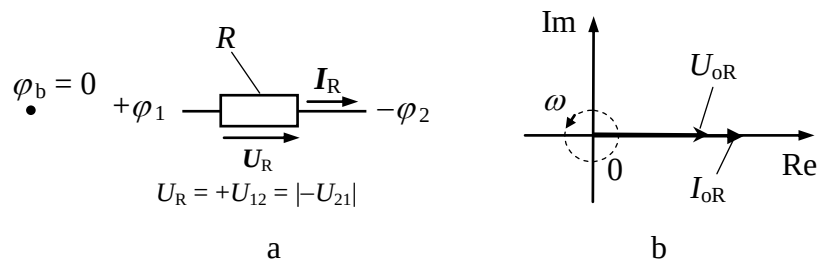
Iš (1.1d) ir (1.1f) matome, kad srovė I ir $i(t)$ yra vektoriai, kurių kryptimi susitarta laikyti teigiamai įelektrintų $+q_i$ dalelių judėjimo kryptį. Todėl srovės I tekėjimo kryptis yra priešinga elektronų n judėjimo kryptčiai, nes jų krūvis yra neigiamas $-q$ – elementarusis krūvis.

Kai rezistoriumi R teka srovė I_R , tarp jo išvadų (gnybtų) susidaro įtampa U_R , kurios modulis (amplitudė) $|U_R| \equiv U_R$ yra lygus rezistoriaus R kontaktų potencialų φ_1 ir φ_2 skirtumui $\Delta\varphi$:

$$U_R = \Delta\varphi = (\pm\varphi_1) - (\pm\varphi_2) = \pm U_{12} = \mp U_{21}, \quad (1.2)$$

čia: φ_1 ir φ_2 – rezistoriaus R kontaktų (išvadų) potencialai, pasirinkto atskaitos taško (bazinio potencialo $\varphi_b = 0$) atžvilgiu. Tai yra parodyta 1.2 pav.

Reikia pasakyti, kad bendru atveju, priklausomai nuo pasirinkto bazinio potencialo atskaitos taško, potencialų φ_1 ir φ_2 ženklai gali būti skirtingi arba vienodi, tačiau jų skirtumo modulis $|U_{12, 21}|$ išlieka pastovus dydis. Taip pat pasakytina, kad yra susitarta, jog įtampos U_R kryptis sutampa su elektrinio lauko stiprio E linijų kryptimi rezistoriuje R , o tai atitinka



1.2 pav. Įtampos U_R ir srovės I_R vektorių kryptys rezistoriuje R , kai $\varphi_1 > \varphi_2$ (a) ir harmoninės įtampos U_R ir srovės I_R vektorinė diagrama (b)

teigiamai įelektrintų dalelių $+q$ judėjimo kryptį. Todėl įtampos U_R poliaringumas „+“ arba „-“ rezistoriaus R kontaktuose yra aiškiai nusakytas srovės I_R krypties ir atvirkščiai, kaip tai yra parodyta 1.2 pav., a.

Iš bendrosios fizikos elektros skyriaus žinome, jog U ir E sąryšis bendru atveju yra nusakomas vektorių E ir d skaliarine sandauga:

$$U = E \cdot d = E \cdot d \cdot \cos \varphi, \quad (1.2a)$$

čia: d – atstumas elektriniame lauke E ; φ – mažiausias kampas tarp vektorių E ir d .

Iš (1.2a) ir (1.2) matome, kad įtampa U iš esmės yra skaliarinis dydis, turintis atitinkamą ženklą „+“ arba „-“. Tačiau kintamųjų signalų grandinėse harmoninių signalų atveju įtampa $\pm U$ yra vaizduojama pusjuodžiu šriftu – kompleksiniu dydžiu U . Todėl, taikant elektroninių grandinių grafinės – vektorinės analizės metodus įtampai U , kaip ir srovei I , yra priskiriamas vektorių įvaizdis, o kartu ir visi matematiniai veiksmai su vektoriais. Čia atkreiptinas dėmesys, kad įtampos U kryptis ir modulio U vertė nepriklauso nuo potencialų φ_1 ir φ_2 pasirinkimo bazinio potencialo $\varphi_b = 0$ atskaitos taško.

Taigi, elektrinio lauko E potencialai φ_1 ir φ_2 yra santykiniai dydžiai, t. y. jų vertė ir ženklas „±“ priklauso nuo pasirinkimo atskaitos bazinio potencialo $\varphi_b = 0$ taško (mazgo). Čia atkreiptinas dėmesys, kad įtampa U_R (1.2) yra absoliutinis dydis ir nepriklauso nuo potencialų φ_1 ir φ_2 matavimo (atskaitos) bazinio potencialo $\varphi_b = 0$ taško.

Srovė I ir įtampa U gali būti:

- 1 – nuolatinės, kai I kryptis ir U poliškumas „±“ nekinta, o vertės gali kisti;
- 2 – pastovios, kai I kryptis ir U poliškumas „±“, bei jų vertės nekinta per laiką t ;
- 3 – kintamos, kai I kryptis ir U poliškumas „±“, bei jų vertės yra laiko t funkcijos.

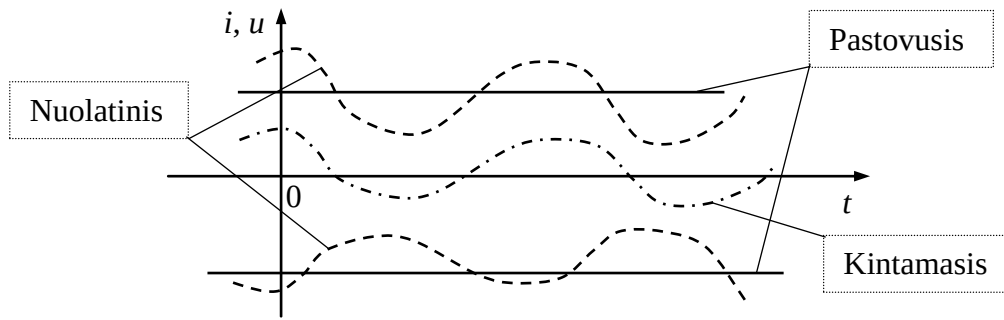
Todėl pastoviąją srovę ir įtampą žymėsime didžiosiomis raidėmis I ir U arba $I_{\sim}$ ir $U_{\sim}$, bei atitinkamai modulio vertėmis I_0 ir U_0 . Kintamuosius srovės ir įtampos dydžius žymėsime $I(t)$ ir $U(t)$ arba atitinkamai i ir u , o jų momentines (akimirkes) vertes – mažosiomis raidėmis i ir u arba atitinkamai $i(t)$ ir $u(t)$. Harmoninių signalų atveju, kai srovės ir įtampos kitimas vyksta laike pagal sinuso – $y = \sin(x)$, arba kosinuso – $y = \cos(x)$, matematinę funkciją $y = f(x)$ atitinkamą dėsnį, naudosime vektorių bei kompleksinių dydžių žymėjimą pusjuodžiu šriftu – I , U . Šiuo atveju harmoninių signalų I ir U amplitudines vertes žymėsime analogiškai modulių vertėms – I_0 ir U_0 . Nuolatinę srovę ir įtampą žymėsime taip: $I_{\equiv}$ ir $U_{\equiv}$ arba $i_{\equiv}$ ir $u_{\equiv}$, arba $i_{\equiv}(t)$ ir $u_{\equiv}(t)$. Čia aprašytų elektrinių signalų – srovės ir įtampos laikinės t diagramos yra parodytos 1.3 pav.

Omo dėsnis grandyno daliai (1.1) su rezistoriumi R nuolatinės ir kintamosios harmoninės srovės I atveju yra parašomos analogiškai:

$$u_R = R \cdot i_R = i_R / G_R, \quad U_R = R \cdot I_R = I_R / G_R, \quad (1.3)$$

čia: $G_R = 1/R$ – rezistoriaus R laidis (laidumas) (čia turime pasakyti, kad pirmoji momentinių verčių išraiška tinka bet kokio elektrinio signalo atveju).

Kadangi srovės I_R ir įtampos U_R kryptys idealaus varžo (rezistoriaus) R elemente



1.3 pav. Įvairių elektrinių signalų laikinės diagramos

visada sutampa, tai momentinė galia p_R rezistoriuje R yra visada teigiama: $p_R \geq 0$, ir virsta Džaulio šiluma Q_T :

$$Q_T/t = p_R = i_R \cdot u_R = R \cdot i_R^2 = u_R^2/R = i_R^2/G_R = G_R \cdot u_R^2 \geq 0. \quad (1.4)$$

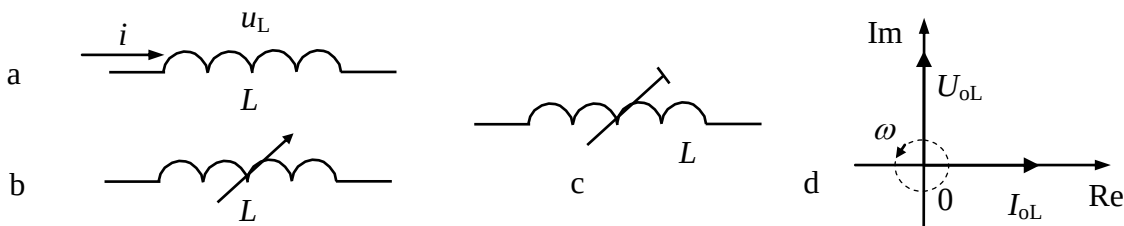
Srovės I_R ir įtampos U_R kryptų situacija yra vaizduojama kompleksinėje plokštumoje $\{Re, Im\}$, tai yra parodyta 1.2 pav., b, čia: $x \Rightarrow \{Re\}$, $y \Rightarrow \{Im\}$ ir $\{Im\}$ ir $\{Re\}$ – atitinkamai menamoji ir realioji ašys. Taip pat pasakytina, kad abu vektoriai I_R ir U_R sukasi kartu cikliniu dažniu ω prieš laikrodžio rodyklę išlaikydami tarpusavio orientaciją ta pačia kryptimi, ir todėl tarp šių dydžių nėra delso laike – šių signalų fazės yra vienodos: $\varphi_{iR} = \varphi_{uR}$. Vektorių I_R ir U_R sukimosi kryptis prieš laikrodžio rodyklę atitinka fundamentalų pasekmės ir priežasties ryšio dėsni laiko t „tėkmės“ iš praeities per dabartį į ateitį atžvilgiu.

Induktyvumo elementas L (indukcinė ritelė) – idealizuotas reaktyvusis radioelektroninis elementas, kurio apvijų ominė varža $R_L = 0$. Tokiame elemente kintamosios momentinės įtampos u_L ir juo tekančios kintamosios momentinės srovės i_L sąryšis yra nulemtas *saviindukcijos reiškiniu* ir yra išreiškiamas taip:

$$u_L = L \cdot (di_L/dt), \quad (1.5)$$

čia: L – ritelės induktyvumas, matuojamas henriais H; d – matematinis diferencialo ženklas, kai kokio nors dydžio baigtinis pokytis $\Delta \Rightarrow 0 \equiv d$.

Ritelės L grafiniai simboliai yra parodyti 1.4 pav.



1.4 pav. Ritelės L žymėjimas elektroniniuose grandynuose (a–c) bei harmoninės įtampos U_L ir srovės I_L vektorių kryptys idealioje indukcinėje ritelėje L (d), čia: a – pastovaus induktyvumo $L = \text{const}$ ritelė, b – reguliuojamo induktyvumo $L \neq \text{const}$ ritelė, c – paderinamo induktyvumo ritelė

Momentinė galia p_L idealioje ritelėje L yra parašoma taip:

$$p_L = u_L \cdot i_L = L \cdot i_L \cdot (di_L/dt). \quad (1.6)$$

Iš išraiškos (1.6) matome, kad momentinė galia p_L ritelėje L gali turėti teigiamą $p_L \geq 0$, arba neigiamą $p_L \leq 0$ ženklą, o tai reiškia, jog ritelė L gali kaupti energiją, kai $\Delta E \geq 0$, arba ją atiduoti į grandinę, kai $\Delta E \leq 0$, tačiau idealioje ritelėje L visada $Q_T = 0$ – nėra šiluminių nuostolių, nes $R_L = 0$.

Tegul per ritelę L tekanti srovė i_L kinta harmoniškai, pavyzdžiui, $i_L = I_{oL} \cdot \sin(\omega t)$, čia: I_{oL} – srovės i_L amplitudinė vertė; ω – ciklinis dažnis, ir, esant šiai prielaidai, iš (1.5) įtampa u_L yra:

$$u_L = L \cdot \{d[I_{oL} \cdot \sin(\omega \cdot t)]/dt\} = I_{oL} \cdot \omega \cdot L \cdot \cos(\omega \cdot t) = U_{oL} \cdot \cos(\omega \cdot t), \quad (1.7)$$

čia $U_{oL} = I_{oL} \cdot \omega \cdot L$ – įtampos u_L amplitudinė vertė.

Iš (1.7) matome, jog ritelės L kontaktuose įtampa u_L pralenkia tekančią srovę i_L kampų $\pi/2$ (arba 90°), nes $\cos(\omega \cdot t) = \sin(\omega \cdot t + \pi/2)$. Ši situacija 1.4 pav., c, yra pavaizduota vektorine diagrama kompleksinėje plokštumoje $\{Re, Im\}$. Čia būtina įsiminti, jog įtampa $u_L(t)$ ritelėje L gali pakisti akimirksniu, o srovė $i_L(t)$ – tik per tam tikrą laiką $\Delta t > 0$. Ši srovės $i_L(t)$ inertiškumo savybė atitinka kūnų inertiškumo savybę mechanikoje – kai kūnų greitis v negali pakisti akimirksniu.

Taikant Omo dėsnį grandyno daliai su ritele L , iš (1.7) galima parašyti:

$$U_{oL} \cdot \cos(\omega \cdot t) = I_{oL} \cdot \omega \cdot L \cdot \cos(\omega \cdot t), \Rightarrow U_{oL} = I_{oL} \cdot \omega \cdot L = Z_L \cdot I_{oL}, \quad (1.8)$$

čia $Z_L = \omega \cdot L$ – ritelės L induktyvioji varža (impedansas).

Panaudoję kompleksinių skaičių matematinį formalizmą, ritelėje L kompleksinę srovę I_L parašome taip: $I_L = I_{oL} \cdot e^{j \cdot \varphi_{iL}}$, o kompleksinę įtampą U_L – taip: $U_L = U_{oL} \cdot e^{j \cdot \varphi_{uL}}$, čia įtampos U_L fazė $\varphi_{uL} = \varphi_{iL} + \pi/2$ – įtampos U_L ir srovės I_L fazių φ_{uL} ir φ_{iL} sąryšis; j – menamas vienetas ($j = (-1)^{1/2}$, $j^2 = -1$, ...); $e = \lim_{n \rightarrow \infty} (1 + n^{-1})^n \cong 2,718 \dots \equiv \exp$, ir iš čia išraiškos (1.8)

lygybės galima parašyti taip:

$$\begin{aligned} U_L &= U_{oL} \cdot e^{j \cdot \varphi_{uL}} = I_{oL} \cdot \omega \cdot L \cdot e^{j \cdot (\varphi_{iL} + \pi/2)} = I_{oL} \cdot \omega \cdot L \cdot e^{j \cdot \varphi_{iL}} \cdot e^{j \cdot (\pi/2)} = \\ &= j \cdot I_{oL} \cdot \omega \cdot L \cdot e^{j \cdot \varphi_{iL}} = j \cdot Z_L \cdot I_{oL} \cdot e^{j \cdot \varphi_{iL}}, \end{aligned} \quad (1.9)$$

nes $e^{j \cdot (\pi/2)} = j$.

Iš išraiškų (1.9) matome, jog idealios ritelės L kompleksinė varža Z_L yra:

$$Z_L = j \cdot Z_L = j \cdot \omega \cdot L, \quad (1.9a)$$

čia: Z_L – ritelės L kompleksinė varža (impedansas); $Z_L = \omega L$ – ritelės L impedanso modulis.

Todėl Omo dėsnį grandyno daliai su ritele L harmoninio signalo atveju galima parašyti kompleksine forma:

$$U_L = Z_L \cdot I_L = I_L / G_L, \quad (1.10)$$

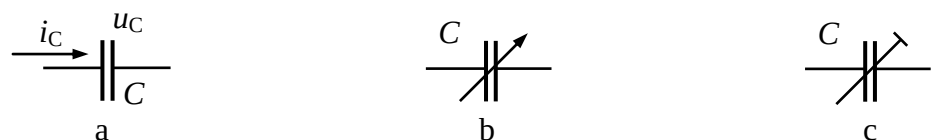
čia $G_L = 1/Z_L$ – ritelės L kompleksinis laidis (admitansas).

Talpos elementas C (kondensatorius) – idealizuotas reaktyvusis radiotechninis elementas, kuriame nėra dielektrinių nuostolių. Tokiame elemente kintamosios momentinės srovės i_C ir kintamosios momentinės įtampos u_C sąryšis yra išreiškiamas taip:

$$i_C = C \cdot (du_C/dt), \quad (1.11)$$

čia C – kondensatoriaus elektrinė talpa, matuojama faradais F .

Kondensatoriaus C grafiniai simboliai yra parodyti 1.5 pav.



1.5 pav. Kondensatoriaus C žymėjimas elektroniniuose grandynuose: a – pastoviosios talpos kondensatorius, b – derinamasis kondensatorius; c – paderinamasis kondensatorius (trimeris)

Idealiame kondensatoriuje C momentinė galia p_C yra:

$$p_C = u_C \cdot i_C = C \cdot u_C \cdot (du_C/dt), \quad (1.12)$$

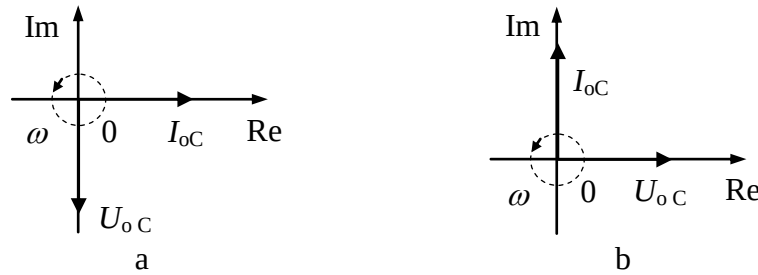
čia momentinė galia p_C gali turėti teigiamą $p_C \geq 0$ arba neigiamą $p_C \leq 0$ momentinės galios ženklą, o tai reiškia, jog kondensatorius C gali grandinėje kaupti energiją, kai $\Delta E \geq 0$, arba ją atiduoti į grandinę, kai $\Delta E \leq 0$, tačiau idealiaame kondensatoriuje C visada $Q_T = 0$ – nėra šiluminių nuostolių.

Kai kondensatoriuje C įtampa u_C kinta harmoniškai, pavyzdžiui, $u_C = U_{oC} \cdot \sin(\omega t)$, čia: U_{oC} – įtampos u_C amplitudinė vertė, ir, esant šiai prielaidai, iš (1.11) per kondensatorių C tekanti srovė i_C yra surandama taip:

$$i_C = C \cdot \{d[U_{oC} \cdot \sin(\omega t)]/dt\} = U_{oC} \cdot \omega \cdot C \cdot \cos(\omega t) = I_{oC} \cdot \cos(\omega t), \quad (1.13)$$

čia $I_{oC} = U_{oC} \cdot \omega \cdot C$ – srovės i_C amplitudinė vertė.

Iš (1.13) matome, jog kondensatoriaus C gnybtuose srovė i_C *pralenkia įtampą* u_C kampų $\pi/2$ (arba 90°), arba įtampa u_C tokiu pat kampu atsilieka srovės i_C atžvilgiu. Ši situacija harmoninio signalo atveju yra pavaizduojama vektorine diagrama kompleksinėje plokštumoje $\{Re, Im\}$ taip, kaip tai yra parodyta 1.6 pav.



1.6 pav. Harmoninės įtampos U_C ir srovės I_C vektorių kryptys idealiaame kondensatoriuje C

Čia būtina įsiminti, jog srovė $i_C(t)$ kondensatoriuje C gali pakisti akimirksniu, o įtampa $u_C(t)$ – tik per tam tikrą laiką $\Delta t > 0$. Ši įtampos $u_C(t)$ inertiškumo savybė atitinka kūnų inertiškumo savybę mechanikoje – kai kūnų greitis $\mathbf{v}$ negali pakisti akimirksniu.

Iš (1.13), taikant Omo dėsnį grandyno daliai su kondensatoriumi C , galima parašyti:

$$i_C = U_{oC} \cdot \omega \cdot C \cdot \cos(\omega t) = I_{oC} \cdot \cos(\omega t),$$

$$U_{oC} \cdot \omega \cdot C = I_{oC} \Rightarrow U_{oC} = I_{oC} / (\omega \cdot C) = Z_C \cdot I_{oC}, \quad (1.14)$$

čia $Z_C = 1/(\omega \cdot C)$ – kondensatoriaus C *talpinės varžos* Z_C (*impedanso*) modulis.

Panaudoję kompleksinių skaičių matematinį formalizmą, srovę I_C ir įtampą U_C kondensatoriuje C parašome taip: $I_C = I_{oC} \cdot e^{j\varphi_{iC}}$ ir $U_C = U_{oC} \cdot e^{j\varphi_{uC}}$, čia įtampos U_C fazė $\varphi_{uC} = \varphi_{iC} - \pi/2$ ir tai yra įtampos U_C ir srovės I_C fazių φ_{uC} ir φ_{iC} sąryšis. Iš čia išraiškų (1.14) lygybes galima parašyti taip:

$$U_C = U_{oC} \cdot e^{j\varphi_{uC}} = [I_{oC}/(\omega \cdot C)] \cdot e^{j[\varphi_{iC} - (\pi/2)]} =$$

$$= [I_{oC}/(\omega \cdot C)] \cdot e^{j\varphi_{iC}} \cdot e^{-j(\pi/2)} = -j \cdot [I_{oC}/(\omega \cdot C)] \cdot e^{j\varphi_{iC}} = -j \cdot Z_C \cdot I_{oC} \cdot e^{j\varphi_{iC}}, \quad (1.15)$$

nes $e^{-j(\pi/2)} = -j$.

Iš išraiškų (1.15) matome, kad idealaus kondensatoriaus C kompleksinė varža Z_C yra:

$$Z_C = -j \cdot Z_C = -j/(\omega \cdot C) \equiv 1/(j \cdot \omega \cdot C), \quad (1.15a)$$

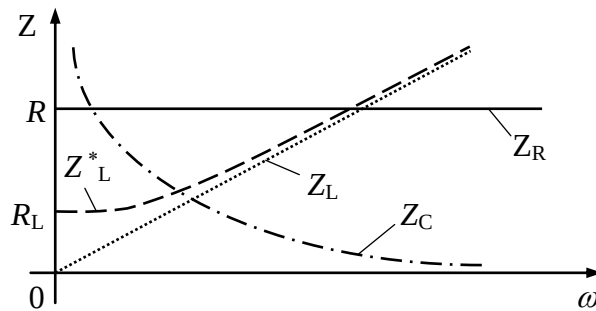
čia: Z_C – kondensatoriaus C *kompleksinė varža* (*impedansas*); $Z_C = 1/(\omega \cdot C)$ – kondensatoriaus C *impedanso modulis*.

Todėl harmoninio signalo atveju Omo dėsnį grandyno daliai su kondensatoriumi C galima parašyti *kompleksine forma*:

$$U_C = Z_C \cdot I_C = I_C / G_C, \quad (1.16)$$

čia $G_C = 1/Z_C$ – kondensatoriaus C *kompleksinis laidys* (*admitansas*).

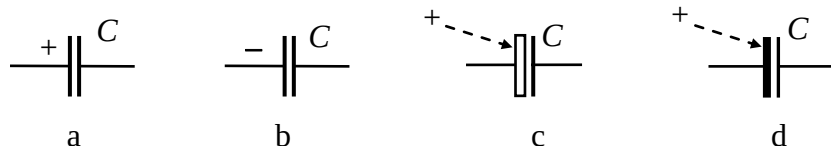
Apibendrinant tiesinių pasyviųjų radiotechninių elementų R , L ir C dažnines savybes, naudinga išiminti jų kompleksinių varžų Z_R , Z_L ir Z_C modulių Z_R , Z_L ir Z_C priklausomybes nuo poveikio signalo dažnio ω : $Z_R(\omega)$, $Z_L(\omega)$ ir $Z_C(\omega)$. Šios priklausomybės yra pavaizduotos 1.7 pav., kai elementai Z_R , Z_L ir Z_C yra idealūs – jų vertės R , L ir C nuo dažnio ω nepriklauso.



1.7 pav. Idealių pasyviųjų radiotechninių elementų: R , L ir C varžų (impedansų) Z_R , Z_L ir Z_C modulių Z_R , Z_L ir Z_C priklausomybės nuo poveikio signalo dažnio ω , čia Z_L^* atitinka realią indukcinę ritelę L , kurios nuostolių varža $R_L > 0$

Realių pasyviųjų radiotechninių elementų R , L ir C varžų (impedansų) Z_R , Z_L ir Z_C modulių Z_R , Z_L ir Z_C priklausomybės nuo dažnio ω skiriasi nuo parodytų 1.7 pav. ir, pavyzdžiui, realios indukcinės ritelės L , kurios apvijų varža – nuostolių varža $R_L > 0$, priklausomybę $Z_L(\omega)$ atitinka kreivę Z_L^* (1.7 pav.). Akivaizdu, kad parazitinių parametrų (talpų, induktyvumų bei varžų) įtaka elementų R , L ir C varžų Z_R^* , Z_L^* ir Z_C^* priklausomybėms nuo dažnio ω taip pat yra, ir tai yra nagrinėjama kiekvienu atskiru atveju, atliekant atitinkamus skaičiavimus pasirinkus realaus elemento radiotechninę ekvivalentinę grandinę su atitinkamais parazitiniiais parametrais. Ekvivalentinių grandinių metodas yra pateiktas šios knygos pabaigoje.

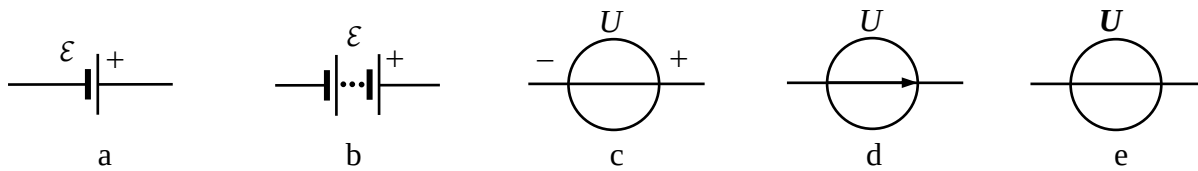
Be jau minėto paprastojo kondensatoriaus C , elektros bei elektronikos grandynuose yra naudojami *elektrolitiniai kondensatoriai*, kurių grafiniai simboliai yra parodyti 1.8 pav.



1.8 pav. Elektrolitinių kondensatorių grafiniai simboliai

Elektrolitinis kondensatorius C į elektrinę grandinę yra jungiamas taip, kad jo kontaktų poliaringumas „+“ ir „–“ atitiktų elektrinės grandinės jungimo mazguose esančių įtampų poliaringumą „±“ pastoviajai įtampai. Čia pasakytina, jog elektrolitinio kondensatoriaus C kokybė blogėja didėjant dažniui ω , nes jo varža Z_C tampa induktyviojo pobūdžio: $Z_C \Rightarrow Z_L$. Todėl dažnai elektrolitinis kondensatorius C yra šuntuojamas kokybišku, veikiančiu esant aukštiems dažniams nepoliniu kondensatoriumi C_s , kurio talpa $C_s = 1\text{--}10\text{ nF}$, o parazitinis induktyvumas L_s labai mažas: $L_s < 1\text{ nH}$.

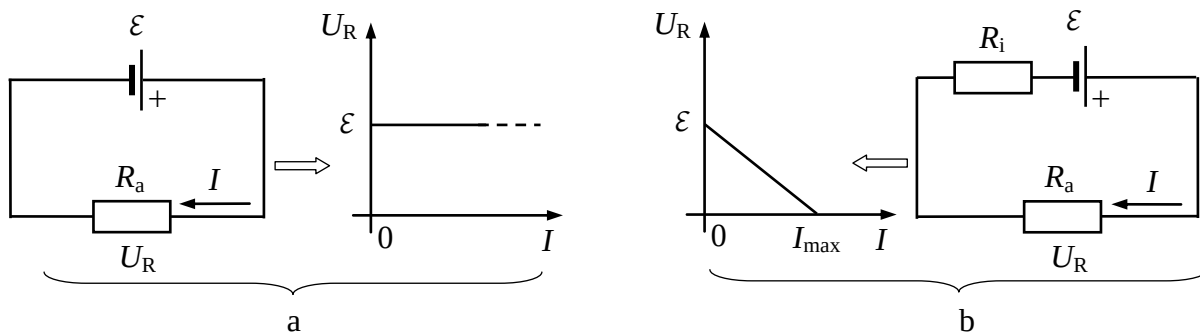
Įtampos šaltinis – idealizuotas aktyvusis radiotechninis elementas, kuriame pastoviosios įtampos U_+ arba kintamosios įtampos U_- , arba $u(t)$, pavyzdžiui, harmoninės įtampos $U = U_0 \cdot \sin(\omega t)$, amplitudinė vertė U_0 šaltinio gnybtuose nepriklauso nuo per šaltinį tekančios pastoviosios srovės I_+ , arba kintamosios srovės I_- (arba $i(t)$) stiprio. Tokio šaltinio vidinė varža $R_i = 0$, ir todėl jame nėra energijos nuostolių. Įtampos šaltinio grafiniai simboliai yra parodyti 1.9 pav., čia $\mathcal{E}$ – elektrovaros jėga (evj), o šaltinio vidinė varža dažnai yra žymima mažąja raide r_i . Tačiau šioje knygoje šis simbolis reiškia diferencialinės varžos vertę.



1.9 pav. Įtampos šaltinio grafiniai simboliai: a–d – pastoviosios įtampos šaltiniai, e – kintamosios, pavyzdžiui, harmoninės įtampos $U = U_0 \cdot e^{j\omega t}$ šaltinis, čia: a – galvaninis elementas (ε arba *evj*); b – galvaninių elementų baterija; c ir d – įtampos šaltiniai, realizuoti įvairiais elektriniais grandynais

1.9 pav., d, rodyklė įtampos šaltinio žymens apskritimo viduje rodo įtampos šaltinio vidaus elektrovaros jėgos *evj* kuriamos vidaus srovės I kryptį – nuo „–“ į „+“. Kintamosios įtampos $U_{\sim}$ (arba $u(t)$) šaltiniuose gnybtų poliaringumai ir vidinės *evj* kryptis nenurodomi (1.9 pav., e), nes gnybtų poliaringumai kinta generuojamo signalo dažniu.

Prie idealaus ($R_i = 0$) pastoviosios įtampos šaltinio ε gnybtų prijungus išorinę apkrovą R_a (tai yra parodyta 1.10 pav., a), sujungtoje grandinėje teka pastovioji srovė I (arba $I_{\sim}$), kurios kryptis sutampa su įtampos šaltinio ε vidaus srovės kryptimi – nuo gnybto „–“ į gnybtą „+“, kai išorine grandine srovė I teka nuo gnybto „+“ į gnybtą „–“.



1.10 pav. Idealaus (a) ir realaus (b) įtampos šaltinio ε pilnoji grandinė su apkrovos rezistoriumi R_a bei šalia parodytomis atitinkamomis $U_R(I)$ voltamperinėmis charakteristikomis (VACH)

Srovės I vertė yra nusakoma *Omo dėsnio visai grandinei*:

$$I = \varepsilon / R_a. \quad (1.17)$$

Realūs įtampos šaltiniai ε turi vidaus varžą $R_i > 0$, kuri grandinėse yra vaizduojama nuosekliai sujungta su idealiu įtampos šaltiniu ε taip, kaip tai yra parodyta 1.10 pav., b. Todėl (1.17) yra parašoma taip:

$$I = \varepsilon / (R_i + R_a). \quad (1.18)$$

Iš (1.17) ir (1.18) bei (1.1) matome įtampos U_R rezistoriuje R_a , kartu ir įtampos šaltinio ε gnybtuose „±“ išraiškas: $U_R = I \cdot R_a = \varepsilon = \text{const}$, kai įtampos šaltinis ε yra idealus (1.10 pav., a), ir $U_R = I \cdot R_a = [\varepsilon / (R_i + R_a)] \cdot R_a$, kai įtampos šaltinis ε yra realaus (1.10 pav., b).

Iš 1.10 pav. matome: įtampos šaltinio ε viduje srovė I teka nuo gnybto „+“ link gnybto „–“, t. y. teigiami krūvininkai $+q$ (pavyzdžiui, jonai) įtampos šaltinio ε viduje juda kryptimi, priešinga vidinio elektrinio lauko E jėgų linijų kryptiai, o neigiami krūvininkai $-q$ (pavyzdžiui, katijonai arba elektronai) – ta pačia kryptimi. Šiems krūviams pernešti reia *vidinės (pašalinės) jėgos F_ε* , kuri, pernešdama teigiamą elementarųjį krūvį $+q$, atlieka elementarųjį darbą δA . Šio darbo δA ir krūvio $+q$ santykis yra vadinamas įtampos šaltinio elektrovaros jėga – *evj*, kuri žymima raide ε , ir ši vertė išreiškiama taip:

$$\mathcal{E} = \delta A/q. \quad (1.19)$$

Susitarta, kad įtampos $\mathcal{E}$ vektorių kryptis šaltinio gnybtuose „±“ sutampa su pašalinės jėgos $F_{\mathcal{E}}$ vektorių kryptimi. Todėl įtampos šaltinio gnybtuose „±“ įtampos $\mathcal{E}$ kryptis sutampa su vidinės srovės I kryptimi įtampos šaltinio viduje (1.9 pav., d) – yra nukreipta nuo gnybto „–“ link gnybto „+“. Pašalinės jėgos $F_{\mathcal{E}}$, kuriančios įtampą $\mathcal{E}$, fizikinė prigimtis gali būti cheminės reakcijos (galvaniniai elementai, akumulatoriai), mechaninio darbo (elektriniai generatoriai, sukami vandens, vėjo, vandens garų ir t. t.), branduolinės reakcijos (skilimo, sintezės), fotoelektrinės prigimtys ir kitokios, kartu ir tos, kurios šiuo metu dar nėra atrastos.

Akivaizdu, kad kintamosios harmoninės įtampos šaltinio U atveju išraiškos (1.17) ir (1.18) yra parašomos kompleksine forma – pastoviuosius dydžius pakeičiant atitinkamais kompleksiniais dydžiais. Kita vertus, būtina įsiminti, jog elektros bei elektroninėse grandinėse negali būti skirtingais poliais „±“ ir „∓“ lygiagrečiai sujungtų įtampos šaltinių $\mathcal{E}$, jeigu jų eV_j skiriasi. Įtampos šaltinių lygiagretus jungimas yra galimas tik tais pačiais poliais „±“ ir „±“, ir esant vienodoms $\mathcal{E}$, o jų vidaus varžos R_i gali būti skirtingos. Tik šiuo atveju yra išvengiama energijos nuostolių tarp lygiagrečiai sujungtų įtampos šaltinių $\mathcal{E}$ (tai įrodykite savarankiškai pasinaudodami Omo dėsnio visai grandine). Grandinės šakoje, esančioje tarp dviejų gretutinių mazgų, nuosekliai sujungtų skirtingų įtampos šaltinių $\mathcal{E}_n$ skaičius nėra ribojamas. Šiuo atveju visų įtampos šaltinių $\mathcal{E}_n$ ekvivalenti įtampos $\mathcal{E}_{\Sigma}$ vertė:

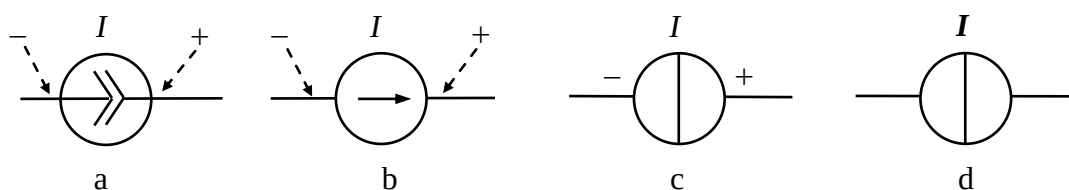
$$\mathcal{E}_{\Sigma} = \sum_n^N \mathcal{E}_n, \quad (1.19a)$$

ir ekvivalenti vidaus varža $R_{i\Sigma}$:

$$R_{i\Sigma} = \sum_n^N R_{in}, \quad (1.19b)$$

čia: $n = 1, 2, 3, \dots, N$.

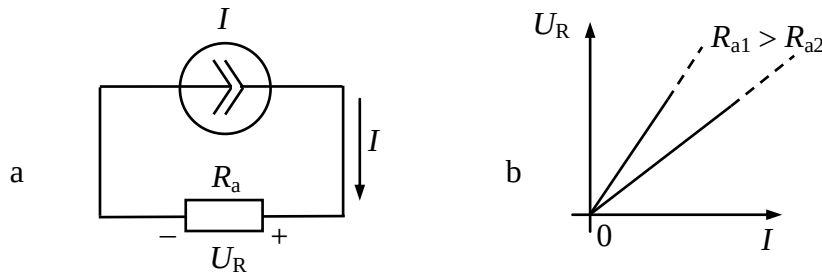
Srovės šaltinis – idealizuotas aktyvusis radiotechninis elementas, kuriame vidinės pastoviosios srovės I (arba $I_{\pm}$) arba kintamosios srovės $I_{\sim}$ (arba $i(t)$), pavyzdžiui, harmoninės srovės $I = I_0 \cdot \sin(\omega t)$, amplitudės vertės I_0 stipris nepriklauso nuo pastoviosios U (arba $U_{\pm}$) arba kintamosios $U_{\sim}$ (arba $u(t)$) įtampos vertės srovės šaltinio gnybtuose „±“. Tokio šaltinio vidinė varža $R_i = \infty$. Tačiau ir šiuo atveju, kaip ir idealiam įtampos šaltinyje $\mathcal{E}$, kurio $R_i = 0$, nėra energijos nuostolių. Įtampos U arba $U_{\sim}$ (arba $u(t)$) vertė srovės šaltinio I gnybtuose „±“, kai jis nėra prijungtas prie išorinio grandyno, yra neapibrėžta. Srovės šaltinių $I_{\pm}$ bei I grafiniai simboliai yra parodyti 1.11 pav.



1.11 pav. Srovės šaltinių grafiniai simboliai: a, b, c – pastoviosios srovės šaltiniai, d – kintamosios, pavyzdžiui, harmoninės srovės $I = I_0 \cdot e^{j\omega t}$ šaltinis

Srovės šaltinyje (1.11 pav., a, b) vidinės srovės I kryptį parodo rodyklės kryptis srovės šaltinio simbolio apskritimo viduje arba jo gnybtų „±“ poliarinumas (1.11 pav., c) – iš gnybto „–“ į gnybtą „+“. Kintamosios srovės $I_{\sim}$ (arba I , arba $i(t)$) šaltiniuose gnybtų poliarinumas „±“ bei vidinės srovės kryptis nenurodomi (1.11 pav., d), nes jie kinta generuojamo signalo dažniu ω .

Prie idealaus pastoviosios srovės šaltinio I (arba $I_{\pm}$) gnybtų „±“ prijungus išorinę apkrovą R_a (tai yra parodyta 1.12 pav., a), sujungta grandine, kad ir kokia būtų varžos R_a

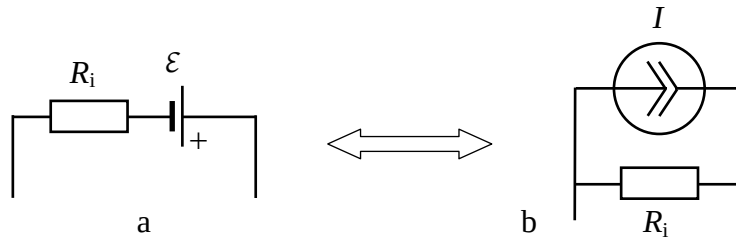


1.12 pav. Idealaus srovės šaltinio I pilnoji grandinė su apkrovos rezistoriumi R_a (a) ir šalia parodyta atitinkama $U_R(I)$ – VACH (b)

vertė, teka pastovioji srovė I , ir srovės šaltinio I gnybtuose „ $\pm$ “, bei apkrovoje R_a nusistovi pastovioji įtampa U_R (arba $U_{R=}$):

$$U_R = I \cdot R_a. \quad (1.20)$$

Realų pastoviosios įtampos šaltinį $\mathcal{E}$, kurio $R_i > 0$, galima pakeisti idealiu pastoviosios srovės šaltiniu I ($R_i = \infty$), tai yra parodyta 1.13 pav.



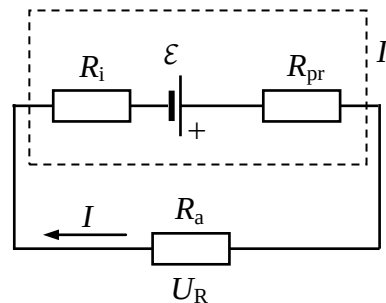
1.13 pav. Realaus pastoviosios įtampos šaltinio $\mathcal{E}$, kurio $R_i > 0$, pakeitimas idealiu pastoviosios srovės šaltiniu I ($R_i \Rightarrow \infty$), ir atvirkščiai

1.13 pav., b, srovės I vertė yra išreiškiama taip:

$$I = \mathcal{E}/R_i. \quad (1.21)$$

Iš (1.21) matyti, kad srovės I vertė atitinka maksimalią realaus įtampos šaltinio $\mathcal{E}$ srovę $I_{\max} = \mathcal{E}/R_i$, esant trumpajam jungimui, kai $R_a = 0$ (1.10 pav., b).

Panagrinėsime grandinę, kai nuosekliai įtampos šaltiniui $\mathcal{E}$ yra prijungiamą papildoma išorinė prievaržė (rezistorius) $R_{pr} \gg R_a$, ir tai yra parodyta 1.14 pav.



1.14 pav. Realaus įtampos šaltinio $\mathcal{E}$ pakeitimas į realų srovės šaltinį I ($R_i + R_{pr} \neq \infty$)

1.14 pav. parodytoje grandinėje įtampos šaltinis $\mathcal{E}$ tampa srovės šaltiniu I , ir todėl šiuo atveju srovės I vertė yra išreiškiama taip:

$$I = \mathcal{E}/[(R_i + R_{pr}) + R_a] \cong \mathcal{E}/R_{pr}, \quad (1.22)$$

nes dažniausiai $R_{pr} \gg R_i$.

Čia būtina įsiminti, kad prievartės R_{pr} būdu įtampos šaltinį $\mathcal{E}$ keičiant į srovės šaltinį I , faktiškai visas tokio srovės šaltinio I atiduodamas galingumas yra suvartojamas prievartėje R_{pr} . Kita vertus, akivaizdu, jog kintamosios srovės, pavyzdžiui, harmoninės srovės šaltinio I atveju, anksčiau gautos išraiškos (1.20)–(1.22) yra parašomos kompleksine forma – pastoviuosius dydžius pakeičiant atitinkamais kompleksiniais dydžiais. Taip pat būtina įsiminti, jog sudėtingo grandyno šakoje, turinčioje idealų srovės šaltinį I_- arba I , teka tik to šaltinio generuojama srovė. Iš čia matome, jog grandyno bet kurioje šakoje, esančioje tarp dviejų gretutinių mazgų, negali būti dviejų ir daugiau nuosekliai sujungtų srovės šaltinių, o lygiagrečiai sujungtų srovės šaltinių I_n skaičius N nėra ribojamas, ir šiuo atveju ekvivalenti srovė I_Σ yra:

$$I_\Sigma = \sum_i^n I_i \Rightarrow I_\Sigma = \pm I_1 \pm I_2 \dots \pm I_n, \quad (1.22a)$$

kai ekvivalenti vidaus varža $R_{i\Sigma}$ išlieka be galo didelė arba tenkina šią sąlygą:

$$1/R_{i\Sigma} = \sum_k^N (1/R_{ik}) \ll R_a, \quad (1.22b)$$

čia: $i = 1, 2, 3, \dots, n$, o „ $\pm$ “ nurodo sando I_i tekėjimo kryptį.

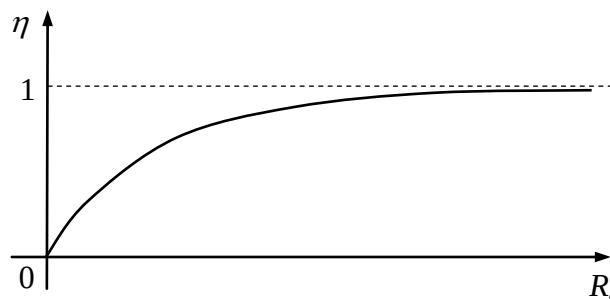
Lygiagrečiai sujungtų realaus įtampos šaltinio $\mathcal{E}$ ir apkrovos rezistoriaus R_a pilnojoje grandinėje (1.10 pav., b) tekančios srovės I kuriamas galingumas, išsiskiriantis apkrovos rezistoriuje R_a , yra *naudingas galingumas* P_n , o galingumas, išsiskiriantis realaus įtampos šaltinio $\mathcal{E}$ vidinėje varžoje R_i – *nuostolinis galingumas* P_i . Todėl realaus įtampos šaltinio $\mathcal{E}$ į išorinę grandinę atiduodamos galios naudingasis veikos koeficientas – *nvk* (arba η) yra nusakomas taip:

$$\eta = P_n / (P_n + P_i). \quad (1.23)$$

Kadangi $P_n = I^2 \cdot R_a$ ir $P_i = I^2 \cdot R_i$, tai iš čia, bei (1.23), randame:

$$\eta = (I^2 \cdot R_a) / (I^2 \cdot R_a + I^2 \cdot R_i) = R_a / (R_a + R_i). \quad (1.24)$$

Iš (1.24) matome, jog apkrovos R_a varžai kintant nuo 0 iki ∞ , realaus įtampos šaltinio $\mathcal{E}$ į išorinę grandinę atiduodamos galios *nvk* keičiasi nuo 0 iki 1 (tai parodyta 1.15 pav.)

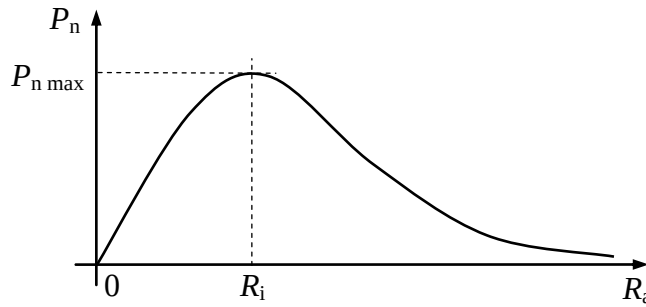


1.15 pav. Iš (1.24) apskaičiuota realaus įtampos šaltinio $\mathcal{E}$ atiduodamos galios *nvk* (arba η) priklausomybė nuo apkrovos varžos R_a

Gautas matematiškai teisingas rezultatas (1.24) yra klaidinantis, nes, be η vertės, svarbu ir naudingojo galingumo P_n vertė, kuri turi būti kuo didesnė, o iš (1.18) matome, jog didėjant R_a , srovė I mažėja ir kartu keičiasi P_n . Todėl iš (1.18) ir iš žinomos P_n išraiškos parašome:

$$P_n = I^2 \cdot R_a = [\mathcal{E} / (R_i + R_a)]^2 \cdot R_a = \mathcal{E}^2 / \{[(R_i / R_a) + 1]^2 \cdot R_a\}. \quad (1.25)$$

Iš čia matome, kad R_a vertei artėjant prie 0 arba ∞ , galingumo P_n vertė artėja prie 0. Tai rodo, jog yra tokia R_a vertė, kuriai esant P_n įgyja didžiausią (maksimalią) vertę $P_{n \max}$ (tai parodyta 1.16 pav.).



1.16 pav. Iš (1.25) apskaičiuotos naudingos galios P_n , išsiskiriančios apkrovoje R_a , priklausomybė nuo R_a vertės

Didžiausiai vertei $P_{n \max}$ nustatyti iš (1.25) surandame P_n išvestinę kintamojo R_a atžvilgiu ir prilyginame ją 0:

$$\begin{aligned} [P_n(R)]' &= \{[\varepsilon/(R_i + R_a)]^2 \cdot R_a\}' = [\varepsilon/(R_i + R_a)]^2 + \\ &+ (2 \cdot R_a \cdot \varepsilon) / \{(R_i + R_a)[- \varepsilon/(R_i + R_a)^2]\} = \\ &= [\varepsilon/(R_i + R_a)]^2 \cdot \{1 - [(2 \cdot R_a)/(R_i + R_a)]\} = 0. \end{aligned} \quad (1.26)$$

Iš (1.26) matome, jog $[P_n(R_a)]' = 0$ tik tuo atveju, jeigu yra tenkinama ši sąlyga:

$$1 - (2 \cdot R_a)/(R_i + R_a) = 0. \quad (1.27)$$

Iš čia randame, kad realus įtampos šaltinis ε , kurio $R_i > 0$, į apkrovą R_a atiduoda didžiausią galingumą $P_{n \max}$, kai $R_a = R_i$. Šiuo atveju realaus įtampos šaltinio ε į išorinę grandinę atiduodamos galios *nvk* yra $\eta = 0,5$ arba 50 % (1.24).

Akivaizdu, jog apkrauto išorine varža R_a realaus įtampos šaltinio ε , turinčio vidaus varžą $R_i > 0$, gauta didžiausios naudingosios veikos sąlyga elektrinėms grandinėms $R_a = r_i$ yra universali – ji taikoma pastoviosios, nuolatinės ir kintamosios įtampos (srovės) elektrinėms grandinėms. Iš čia matome, kad ši sąlyga harmoninio signalo atveju gali būti parašyta ir kompleksiniams atitinkamų varžų R_a ir r_i dydžiams $Z_a = Z_i$. Čia pasakysime, jog kompleksiniai dydžiai yra lygūs tik tuomet, kai yra lygūs jų realieji ir menamieji sandai, ir todėl yra tenkinamos šios sąlygos: $\text{Re } Z_a = \text{Re } Z_i$ ir $\text{Im } Z_a = \text{Im } Z_i$. Kita vertus akivaizdu, kad įtampos šaltinio ε į išorinę grandinę atiduodama galia yra suvartojama tik kompleksinės apkrovos Z_a realiajame sande – $\text{Re } Z_a$. Todėl bendriausiu atveju, kai $Z_a \neq Z_i$, didžiausios naudingosios veikos sąlyga yra parašoma taip:

$$\text{Re } Z_a = \text{Re } Z_i. \quad (1.27a)$$

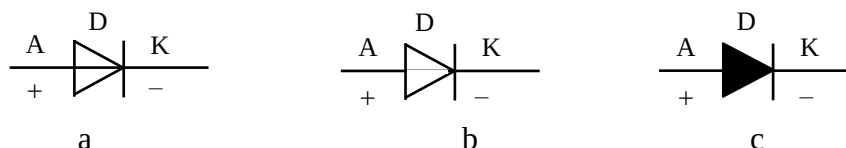
1.2. Netiesiniai radiotechniniai elementai (aktyvieji)

Netiesiniu radiotechniniu elementu yra vadinamas radiotechninis įtaisas, kurio elektriniai parametrai, pavyzdžiui, ominė varža R , priklauso nuo srovės i_R , bei įtampos u_R jame, t. y. turime priklausomybę $R(i_R, u_R)$.

Aktyviuoju radiotechniniu elementu yra vadinamas radiotechninis įtaisas, kuris pasyvioje grandinėje, esant tam tikroms sąlygoms, leidžia gauti elektrinių virpesių generaciją.

Diode (D) (puslaidininkinis) – idealizuotas dvipolis netiesinis radiotechninis elementas, kuris pastoviąją srovę I (arba I_-) praleidžia tik viena kryptimi – iš anodo (A) į katodą (K), kai anodas yra prijungtas atitinkamai prie šaltinio „+“ poliaus, o katodas – prie šaltinio „–“ poliaus.

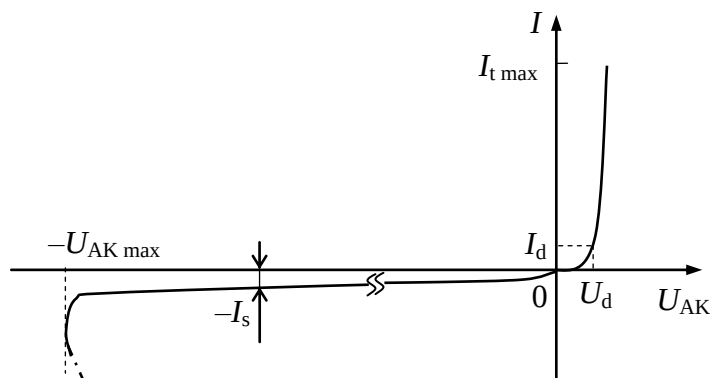
Diodo grafiniai simboliai yra parodyti 1.17 pav. (diodo anodo A simbolio trikampis gali būti nuspalvintas juodai).



1.17 pav. Puslaidininkinio diodo grafiniai simboliai

Čia pažymėtina, kad 1.17 pav. parodytą diodo simbolio trikampį galima interpretuoti rodykle, nurodančią pastoviosios srovės I kryptį per diodą pralaidumo atveju – laidžiąja (tiesiogine) kryptimi, kai poveikio įtampos U_{AK} poliškumas atitinka $U_{AK} > 0$, ir tai 1.17 pav. yra parodyta ženklais „+“ ir „-“.

Tipinė realaus puslaidininkinio diodo voltamperinė charakteristika (VACH) yra parodyta 1.18 pav.



1.18 pav. Tipinė puslaidininkinio diodo voltamperinė charakteristika (VACH)

Iš 1.18 pav. matyti, jog, esant santykinai mažoms tiesioginės įtampos $U_{AK} > 0$ vėrtėms diodo išvaduose, tiesioginė diodo srovė I_t santykinai staigiai didėja. Tačiau tiesioginė diodo srovė I_t negali viršyti tam tikros, didžiausios (maksimalios) vėrtės $I_{t \max}$, nes viršijus šią srovę, diodas perkaista ir nepataisomai sugenda, sakome, sudega.

Diodo VACH eiga tiesiogine kryptimi, kai $U_{AK} \geq 0$, yra nusakoma charakteringąja įtampa U_d , kai tiesioginė srovė $I_t = I_d = 0,1 \cdot I_{t \max}$. Ši įtampa charakterizuoja diodo puslaidininkinę medžiagą: germanio (Ge) dioduose įtampa $U_d = 0,2 - 0,4$ V, silicio (Si) dioduose – $U_d = 0,5 - 0,8$ V ir galio arsenido (GaAs) dioduose – $U_d = 0,9 - 1,2$ V.

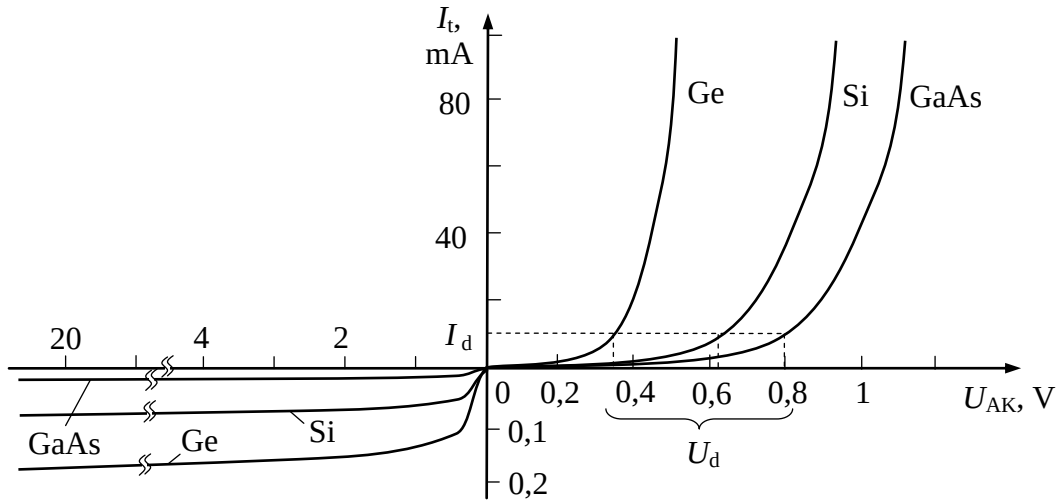
Iš 1.18 pav. matyti, jog iš diodo VACH eigos atgaline kryptimi, kai įtampa $U_{AK} \leq 0$, šiai įtampai atgaline kryptimi viršijus tam tikrą didžiausią vėrtę $U_{AK \max}$ ($U_{AK} \leq -U_{AK \max}$), diodo atgalinės srovės $-I_a$ modulis I_a pasiekia tiesioginių srovių I_t vėrtes $I_a \approx I_t$. Tačiau ne visi diodai šiomis sąlygomis veikia, nes juose įvyksta lokaliniai perkaitimai ir jie negrįžtamai sugenda – sudega (išsilydo). Didžiausia atgalinės įtampos modulio $|U_{AK \max}|$ vėrtė priklauso nuo diodo konstrukcijos ir iš kokios puslaidininkinės medžiagos jis yra padarytas, ir ši vėrtė kinta nuo 10 V iki 10 kV ir daugiau.

Diodo VACH – priklausomybė $I(\pm U_{AK})$ dažniausiai yra aproksimuojama eksponentine funkcija:

$$I = I_s \cdot \{\exp[U_{AK}/(m \cdot \varphi_T)] - 1\} \equiv I_s \cdot [e^{[U_{AK}/(m \cdot \varphi_T)]} - 1], \quad (1.28)$$

čia: I_s – diodo atgalinės srovės I_a teorinė vėrtė (atgalinė soties arba šiluminė srovė) ((1.74), (1.75)), kai diodo įtampa $U_{AK} < 0$; $\varphi_T = k \cdot T/q$ – temperatūrinis potencialas, kuris kambario temperatūroje $T = 296$ K yra lygus 25,5 mV (k – Bolcmono konstanta); m – VACH patikslinimo koeficientas, įskaitantis nuokrypį nuo puslaidininkinio diodo teorinio Šoklio modelio (dažniausiai $m = 1-2$); $\exp \Rightarrow e = 2,7182... \equiv \lim_{n \rightarrow \infty} (1 + n^{-1})^n$.

Aproksimacinė išraiška (1.28) palyginti gerai aprašo realaus diodo VACH tik tiesiogine kryptimi ir esant santykinai nedidelei tiesioginei srovei $I_t \leq 100$ mA. Realaus diodo atgalinė srovė I_a yra daug didesnė už teorinę vertę $|I_s| \ll I_d$. Iš (1.28) apskaičiuotos germanio (Ge), silicio (Si) ir galio arsenido (GaAs) puslaidininkinių diodų VACH tiesiogine kryptimi yra parodytos 1.19 pav.



1.19 pav. Iš (1.28) apskaičiuotos germanio (Ge), silicio (Si) ir galio arsenido (GaAs) puslaidininkinių diodų VACH

1.19 pav. pateikta diodo VACH apskaičiuota tarus, kad $I_s = 100$ nA (Ge), 100 pA (Si) ir 10 pA (GaAs); $\varphi_T = 30$ mV; $m = 1$. Ten taip pat yra pateiktos tipinės Ge, Si ir GaAs diodų VACH atgaline kryptimi.

Iš 1.19 pav. matome, jog Ge diodo $U_d = 0,35$ V, Si diodo $U_d = 0,62$ V ir GaAs diodo $U_d = 0,8$ V, o tai gerai sutampa su eksperimentiniais matavimais.

Iš (1.28) taip pat matome, kad tiesioginei diodo srovei I_t padidėjus 10 kartų: $I_t/I_s = 10$, tiesioginė diodo įtampa $U_{AK} = m \cdot \varphi_T \cdot \ln 10 = 60\text{--}120$ mV, kai $T = 20$ C. Kadangi dydžiai φ_T ir I_s priklauso nuo temperatūros T ($\varphi_T = k \cdot T/q$), tai tiesioginė diodo įtampa U_{AK} , per jį tekant pastoviai tiesioginei srovei ($I_t = \text{const}$), taip pat bus T funkcija. Ši priklausomybė yra nusakoma temperatūriniu įtampos koeficientu ϑ_T , kuris yra išreiškiamas santykiu:

$$\vartheta_T = \Delta U_{AK} / \Delta T \Big|_{I_t = \text{const}} \cong -2 \text{ mV/K}, \quad (1.29)$$

ir ši iš (1.29) išplaukianti puslaidininkinių diodų savybė yra dažnai taikoma elektroniniuose temperatūros matavimo įrenginiuose, pavyzdžiui, multimetruose, testeriuose ir t. t.

Iš diodo VACH (1.28) randame jo ominę varžą R_D pastoviajai srovei I (arba I_-) ir diferencialinę varžą r_D kintamajai srovei I_- atitinkamame veikos taške $\{U_{AK}, I\}$:

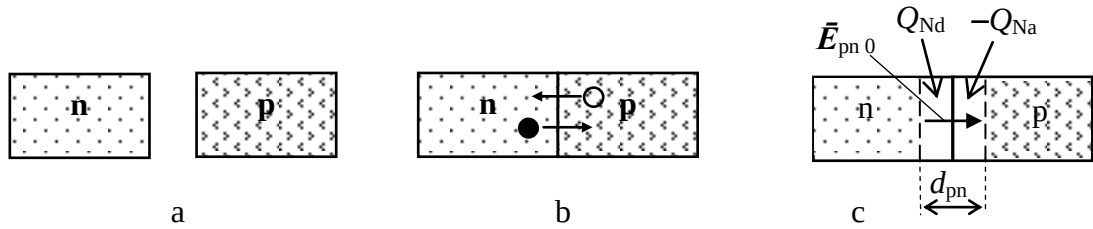
$$\left. \begin{aligned} R_D &= U_{AK}/I = m \cdot \varphi_T \cdot \ln(I/I_s + 1)/I \cong m \cdot \varphi_T \cdot \ln(I/I_s)/I \equiv \\ &\equiv U_{AK} / \{I_s \cdot \{\exp[U_{AK}/(m \cdot \varphi_T)] - 1\}\}, \\ r_D &= \partial U_{AK} / \partial I = m \cdot \varphi_T / (I + I_s) \cong m \cdot \varphi_T / I, \end{aligned} \right\} \quad (1.29a)$$

ir iš čia, kai $U_{AK} \geq 0$ – tiesioginė kryptis, tai $R_D \geq r_D$, o kai $U_{AK} < 0$ – atgalinė kryptis, tai $r_D \geq R_D$.

Eksponentinę priklausomybę nuo temperatūros T turi ir atgalinė diodo srovė I_s – ji padvigubėja, kai temperatūra T padidėja 10 K. Tačiau ši puslaidininkinių diodų savybė yra retai taikoma elektroniniuose temperatūros matavimo įrenginiuose dėl santykinai didelio šios srovės temperatūrinio nestabilumo ir didelio verčių I_s išsibarstymo to paties tipo dioduose.

Be pagrindinių elektrinių puslaidininkinio diodo savybių ir charakteristikų, būtina išmanyti puslaidininkinio diodo *fizikinius veikos principus*.

Puslaidininkinio diodo veikos fizika prasideda nuo jo p–n (skylinės–elektroninės) sandūros susidarymo išsiaiškinimo. Puslaidininkinis diodas yra sudaromas iš dviejų skirtingo laidumo n– ir p– puslaidininkinių kūnų, kurie, tarkime, pradiniu laiko momentu nėra sujungti. Tai yra parodyta 1.20 pav., a, čia žymenys n– ir p– nurodo puslaidininkinio kūno laidumo tipą: n– elektroninis, o p– skylinis laidumas, ir tai išplaukia iš kūnų elektrinio laidumo fizikos pagrindų, kuriuos būtina žinoti mokantis iš šios knygos.



1.20 pav. Puslaidininkinio diodo p–n sandūros, sudaromos iš dviejų neutralių skirtingo laidumo n– ir p– puslaidininkinių kūnų (a), vientisas darinys (b, c)

Būtina įsiminti, jog abu puslaidininkiniai kūnai elektriškai neutralūs, nes juose esančių elementariųjų dalelių elektrinių krūvių $\pm q$ suma $\Sigma (\pm q) = Q \equiv 0$. Sujungus puslaidininkinius kūnus taip, kaip parodyta 1.20 pav., b, pagrindiniai krūvininkai n– puslaidininkyje – elektronai n_n (●) iš n– puslaidininkio difunduoja į p– puslaidininkį, o pagrindiniai krūvininkai p– puslaidininkyje – skylės p_p (○) iš p– puslaidininkio difunduoja į n– puslaidininkį. Šis difuzijos reiškinys, esant $T > 0$, vyksta dėl akivaizdaus atitinkamų krūvininkų tankių skirtumo: $n_n > n_p$ – šalutiniai krūvininkai – elektronai p– puslaidininkyje, ir $p_p > p_n$ – šalutiniai krūvininkai – skylės n– puslaidininkyje. Čia iš puslaidininkinių fizikos būtina atsiminti fundamentalų sąryšį:

$$n_n \cdot p_n = p_p \cdot n_p = n_i^2 = p_i^2, \quad (1.29b)$$

čia $n_i = p_i$ – laisvųjų krūvininkų tankis nelegiruotame i– laidumo – savitojo laidumo švariame puslaidininkyje.

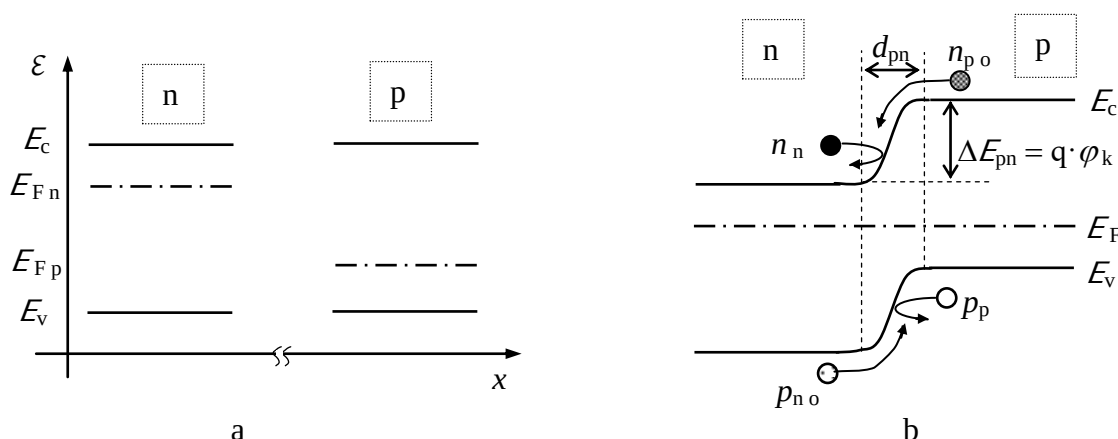
Elektronai ($n_n \cdot \Delta V$), iš n– puslaidininkio difuzijos būdu patekę į p– puslaidininkį, jame sukuria perteklinius šalutinius krūvininkus – elektronus ($n_p \cdot \Delta V = (n_n \cdot \Delta V)$), o skylės ($p_p \cdot \Delta V$), iš p– puslaidininkio difuzijos būdu patekusios į n– puslaidininkį, jame sukuria perteklinius šalutinius krūvininkus – skyles ($p_n \cdot \Delta V = (p_p \cdot \Delta V)$), čia: ΔV – vienetinis tūris, o pertekliniai šalutiniai krūvininkai ($p_n \cdot \Delta V$) ir ($n_p \cdot \Delta V$) yra nusakomi atitinkamai n– ir p– puslaidininkiuose termodinaminės pusiausvyros metu nusistovėjusių šalutinių krūvininkų pusiausvyrinių tankių p_{n0} ir n_{p0} verčių atžvilgiu. Pažeista termodinaminė pusiausvyra n– puslaidininkyje, kur turime nelygybę: $[(p_n + p_{n0}) \cdot \Delta V] > (p_{n0} \cdot \Delta V)$, ir p– puslaidininkyje, kur $[(n_p + n_{p0}) \cdot \Delta V] > (n_{p0} \cdot \Delta V)$, yra atkurama *rekombinacijos reiškinio*, kurio metu pertekliniai šalutiniai krūvininkai ($p_n \cdot \Delta V$) ir ($n_p \cdot \Delta V$) rekombinuoja atitinkamai su priešingo ženklo pagrindiniais laisvaisiais krūvininkais ($n_n \cdot \Delta V$) ir ($p_p \cdot \Delta V$), dėl to n– puslaidininkis įgauna teigiamą krūvį $+Q_{Nd} = (q \cdot p_n \cdot \Delta V)$, o p– puslaidininkis – neigiamą krūvį $-Q_{Na} = (-q \cdot n_p \cdot \Delta V)$, nes po kiekvieno rekombinacijos akto n– puslaidininkyje lieka nesukompensuotas legiruojančių priemaišų N_d – teigiamas donoro atomas, o p– puslaidininkyje lieka nesukompensuotas legiruojančių priemaišų N_a – neigiamas akceptorius atomas. Šiame rekombinacijos procese visada galioja tapatybė: $+Q_{Nd} = |-Q_{Na}|$, kuri reiškia krūvio neutralumo sąlygą visam p–n dariniui. Todėl naujai sudarytas puslaidininkinis p–n darinys išlieka elektriškai neutralus. Čia būtina įsiminti, jog krūvius $+Q_{Nd}$ ir $-Q_{Na}$ sudaro n– ir p– puslaidininkinių kristalo gardelių jonizuoti nejudrūs priemaišų atomai – donorai, kurių tankis N_d , ir akceptoriai, kurių tankis N_a , ir būtent tie priemaišų atomai, kurie yra lokalizuoti arti p–n sandūros metalurginės ribos, nes čia rekombinacijos tikimybė yra didžiausia. Todėl krūviai $+Q_{Nd}$ ir $-Q_{Na}$ yra vadinamosiose

nuskurdintose srityse d_n ir d_p , kuriose nėra stacionarių laisvųjų krūvininkų (1.20 pav., c): krūvis $+Q_{Nd}$ yra n– puslaidininkyje, o krūvis $-Q_{Na}$ yra p– puslaidininkyje. Nuskurdintose p–n sandūros srityse d_n ir d_p esantys atitinkamų atomų ($N_d \cdot \Delta V$) ir ($N_a \cdot \Delta V$) atitinkami krūviai $+Q_{Nd} = (q \cdot N_d \cdot \Delta V)$ ir $-Q_{Na} = (-q \cdot N_a \cdot \Delta V)$ sukuria vidinį elektrinį lauką $\vec{E}_{pn0}$, nukreiptą iš n– puslaidininkio į p– puslaidininkį. Šis laukas $\vec{E}_{pn0}$ lemia Kulono jėgas $\vec{F}_K$, kurios stabdo difunduojančių pagrindinių krūvininkų – elektronų ($n_n \cdot \Delta V$) ir skylių ($p_p \cdot \Delta V$) difuziją per p–n sandūros nuskurdintas atitinkamas sritis d_n ir d_p . Vykstant difuzijai, laukas $\vec{E}_{pn0}$ didėja ir pasiekia didžiausią vidutinę vertę $\vec{E}_{pn0 \max}$, kuriai esant nusistovi *termodinaminė pusiausvyra*, kurios metu elektronų ($n_n \cdot \Delta V$) ir skylių ($p_p \cdot \Delta V$) šiluminio judėjimo vidutinės kinetinės energijos ε_k pokytis $\Delta \varepsilon_k = -\varepsilon_k$ tampa lygus elektrinio lauko $\vec{E}_{pn \max}$ nulemtų vidutinių Kulono jėgų $\vec{F}_K$ atliekamam difuzijos procesą stabdančiam darbui $-A$:

$$|\Delta \varepsilon_k| = |A| = \vec{F}_K \cdot d_{pn} = q \cdot \vec{E}_{pn0 \max} \cdot d_{pn} = q \cdot \varphi_k, \quad (1.30)$$

čia $d_{pn} = d_p + d_n$ – nuskurdintos laisvaisiais stacionariais krūvininkais p–n sandūros storis (1.20 pav., c); φ_k – kontaktinis p–n sandūros potencialų skirtumas, dažnai vadinamas tiesiog potencialu; $\vec{F}_K$ – Kulono jėgos vidutinė vertė.

Puslaidininkių fizikoje laisvųjų krūvininkų vidutinė energija $\bar{\varepsilon}_k$ puslaidininkyje yra atvaizduojama *energinėmis diagramomis*, kurios yra parodytos 1.21 pav., a.



1.21 pav. Neutralių n– ir p– puslaidininkių (a) (1.20 pav., a) ir iš jų sudaryto termodinamiškai nusistovėjusio p–n darinio (b) (1.20 pav., c) energinės diagramos

1.21 pav., a, b, ir toliau šioje knygoje yra vartojami šie pažymėjimai: E_c – laidumo energinės juostos mažiausia energija (laidumo juostos dugnas); E_v – valentinės energinės juostos mažiausia energija (valentinės juostos lubos arba viršus); E_F – Fermi energijos lygmuo *draustinių energijų juostoje* ΔE_g :

$$\Delta E_g \equiv E_g = E_c - E_v, \quad (1.30a)$$

čia: E_{Fn} – Fermi lygmuo n– puslaidininkyje; E_{Fp} – Fermi lygmuo p– puslaidininkyje; ΔE_g – draustinių energijų juostos plotis, kurį čia ir toliau šioje knygoje žymėsime simboliu E_g .

Čia būtina įsiminti, kad elektronų vidutinė energija $\bar{\varepsilon}_n$ didėja tolstant nuo laidumo juostos dugno E_c „aukšty“, o skylių vidutinė energija $\bar{\varepsilon}_p$ didėja tolstant nuo valentinės juostos lubų E_v „žemyn“ (1.21 pav., a).

1.21 pav., a, pavaizduota situacija atitinka 1.20 pav., a. Sujungus n– ir p– puslaidininkius, dėl anksčiau aprašytų *difuzijos* ir *rekombinacijos* reiškinių Fermi lygmenys E_{Fn} ir E_{Fp} atitinkamuose n– ir p– puslaidininkiuose tampa lygūs: $E_{Fn} = E_{Fp} = E_F$. Todėl nusistovėjusi energinė p–n sandūros diagrama atitinka 1.21 pav., b, parodytą energinę diagramą ir iš čia, bei (1.30), galima parašyti:

$$q \cdot \varphi_k = E_{Fn} - E_{Fp}. \quad (1.31)$$

Iš puslaidininkų fizikos žinome, kad laisvųjų elektronų tankis n_i savitojo laidumo (i– laidumo) puslaidininkio energinėje laidumo juostoje E_c yra išreiškiamas taip:

$$n_i = N_c \cdot \exp[-(E_c - E_F)/(k \cdot T)], \quad (1.32)$$

o laisvųjų skylių tankis p_i savitojo laidumo i– puslaidininkio energinėje valentinėje juostoje E_v – analogiškai:

$$p_i = N_v \cdot \exp[-(E_F - E_v)/(k \cdot T)], \quad (1.33)$$

čia: N_c ir N_v – elektronų n_i ir skylių p_i būsenų efektiniai tankiai atitinkamai laidumo E_c ir valentinėje E_v energinėse juostose.

Iš (1.29b), (1.32) ir (1.33) elektronų n_n ir skylių p_n tankių n– puslaidininkyje ($N_d > N_a$) bei elektronų n_p ir skylių p_p tankių p– puslaidininkyje ($N_a > N_d$) sandaugos yra lygios:

$$\begin{aligned} n_n \cdot p_n &= n_p \cdot p_p = n_i^2 = N_c \cdot N_v \cdot \exp[-(E_c - E_v)/(k \cdot T)] = \\ &= N_c \cdot N_v \cdot \exp[-E_g/(k \cdot T)]. \end{aligned} \quad (1.34)$$

Iš (1.31)–(1.34) randame:

$$\begin{aligned} n_n \cdot p_p &= N_c \cdot N_v \cdot \exp[-(E_c - E_{Fn})/(k \cdot T)] \cdot \exp[-(E_{Fp} - E_v)/(k \cdot T)] = \\ &= N_c \cdot N_v \cdot \exp[-E_g/(k \cdot T)] \cdot \exp[(E_{Fn} - E_{Fp})/(k \cdot T)] = n_i^2 \cdot \exp[(E_{Fn} - E_{Fp})/(k \cdot T)], \end{aligned}$$

ir iš čia, bei (1.31), randame p–n sandūros kontaktinio potencialų skirtumo φ_k išraišką:

$$\varphi_k = [(k \cdot T)/q] \cdot \ln[(n_n \cdot p_p)/n_i^2]. \quad (1.35)$$

Kai savitojo laidumo i– puslaidininkis yra legiruotas atitinkamomis priemaisomis (priemaišinis puslaidininkis), jis įgauna atitinkamą priemaišinį laidumą – n_{Nd} , kai yra įterptų donorinių priemaišų N_d – donorų tankis ($n_{Nd} > n_i$), ir p_{Na} , kai yra įterptų akceptorinių priemaišų N_a – akceptorinių tankis ($p_{Na} > n_i$). Dažniausiai $N_d \gg n_i$ ir $N_a \gg n_i$, todėl turime apytiksles tapatybes: $n_{Nd} \cong N_d$ ir $n_{Na} \cong N_a$, o iš čia išraišką (1.35) parašome taip:

$$\varphi_k \cong [(k \cdot T)/q] \cdot \ln[(N_d \cdot N_a)/n_i^2]. \quad (1.36)$$

Kontaktinis p–n sandūros potencialas φ_k sukuria *potencialo energetinį barjerą* ΔE_{pn} :

$$\Delta E_{pn} = q \cdot \varphi_k \cong q \cdot [(k \cdot T)/q] \cdot \ln[(N_d \cdot N_a)/n_i^2]. \quad (1.36a)$$

Potencialo φ_k barjeras ΔE_{pn} (1.36a) stabdo pagrindinių krūvininkų – elektronų ($n_n \cdot \Delta V$) ir skylių ($p_p \cdot \Delta V$) difuziją iš n– srities į p– sritį, ir atvirkščiai (1.21 pav., b). Kita vertus, akivaizdu, jog per kontaktinį barjerą ΔE_{pn} iš n– srities gali dreifuoti joje esantys šalutiniai krūvininkai ($p_{no} \cdot \Delta V$), o iš p– srities gali dreifuoti joje esantys šalutiniai krūvininkai ($n_{po} \cdot \Delta V$), nes p–n sandūros vidinio elektrinio lauko $\vec{E}_{pn0}$ kryptis nėra stabdanti šalutinius krūvininkus (1.20 pav., c, 1.21 pav., b). Esant termodinaminei pusiausvyrai, dėl termoemisijos reiškinio šalutiniai krūvininkai ($\Delta n_{po} \cdot \Delta V$) ir ($\Delta p_{no} \cdot \Delta V$) iš p– ir n– neutralių sričių patenka atitinkamai į p–n sandūros nuskurdintą sritį d_{pn} ir, veikiami atitinkamų Kulono jėgų $\vec{F}_K$, dreifuoja į n– ir p– neutralias sritis. Todėl p–n sandūros n– puslaidininkinė sritis įsikrauna neigiamu krūviu $-\Delta Q_n = (-q \cdot \Delta n_{po} \cdot \Delta V)$, o p– puslaidininkinė sritis įsikrauna teigiamu krūviu $+\Delta Q_p = (+q \cdot \Delta p_{no} \cdot \Delta V)$. Tokį pat poveikį sukelia ir termogeneruotos krūvininkų poros nuskurdintoje p–n sandūros srityje d_{pn} , kurių atitinkami krūviai padidina krūvių $|\Delta Q_n|$ ir $|\Delta Q_p|$ vertes. Šių krūvių sąlygoto elektrinio lauko $\vec{E}_{\Delta Q}$ kryptis yra priešinga p–n sandūros vidinio elektrinio lauko $\vec{E}_{pn0}$ kryptiai ir todėl suminis elektrinis laukas $\vec{E}_{\Sigma} = (\vec{E}_{pn0} + \vec{E}_{\Delta Q})$ nuskurdintoje p–n sandūros srityje d_{pn} sumažėja – p–n sandūra yra pradaroma tiesiogine kryptimi, ir tai lemia pagrindinių krūvininkų ($n_n \cdot \Delta V$) ir ($p_p \cdot \Delta V$) difuziją per p–n sandūrą. Taigi, nusistovėjus termodinaminei pusiausvyrai, per p–n sandūros metalurginę ribą, skiriančią p– ir n– sritis, šių krūvininkų srautų sąlygotų srovių sandų sumos stipris I_{pn} yra lygus nuliui:

$$I_{pn} = I_{dif(n,p)} + I_{drf(n,p)} = 0, \quad (1.36a)$$

čia: $I_{dif(n,p)}$ – pagrindinių krūvininkų ($n_n \cdot \Delta V$) ir ($p_p \cdot \Delta V$) srautų sąlygotos difuzinės srovės sandas; $I_{drf(n,p)}$ – šalutinių krūvininkų ($p_{n0} \cdot \Delta V$) ir ($n_{p0} \cdot \Delta V$) srautų bei nuskurdintoje p–n sandūros srityje termogeneruotų krūvininkų porų atitinkamų srautų sąlygotos dreifinės srovės sandas. Čia pasakytina, kad (1.36a) sąlyga $I_{pn} = 0$ yra naudojama išvedant p–n sandūros nuskurdintos srities pamatinius parametrus: storį d_{pn} (1.20 pav., c), *barjerinę talpą* C_{pn} ir vidinio elektrinio lauko stiprio $E_{pn}(x)$ vidutinę vertę $\bar{E}_{pn0}$, kai $U_{pn} = 0$. Kitas, mano galva, pakankamai vaizdus būdas šiems termodinamiškai nusistovėjusios p–n sandūros nuskurdintos srities pamatiniams parametrų surasti yra parašyti lygčių sistemą, pasinaudojus iš bendrosios fizikos kurso elektros skyriaus žinomomis tapatybėmis ir kartu plokščiojo kondensatoriaus talpos C formule:

$$\left. \begin{aligned} Q = Q_n = q \cdot N_d \cdot d_n \cdot S_{pn} = | -Q_p | = q \cdot N_a \cdot d_p \cdot S_{pn}, \quad d_p + d_n = d_{pn}, \\ Q = C_{pn} \cdot \bar{U}_{pn} = C_{pn} \cdot (2 \cdot \varphi_k), \quad C_{pn} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S_{pn} / d_{pn}, \end{aligned} \right\} \quad (1.37)$$

čia: d_n ir d_p – nuskurdintų p–n sandūros sričių bendro storio d_{pn} sandai n– ir p– srityse; S_{pn} – p–n sandūros plotas; ε – puslaidininkio santykinė dielektrinė skvarba; ε_0 – vakuumo dielektrinė skvarba; $\bar{U}_{pn} = \varphi_k - (-\varphi_k) = 2 \varphi_k$ – vidutinė p–n sandūros įtampa nuskurdintoje p–n sandūros srityje d_{pn} , nes krūvis Q pasiskirstęs visame storyje d_{pn} .

Iš (1.37) randame:

$$d_{pn} \cong [2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \varphi_k \cdot (1/N_d + 1/N_a)/q]^{1/2}. \quad (1.38)$$

Iš čia matome, jog p–n sandūros storis d_{pn} mažėja, kai didėja N_d ir N_a , ir atvirkščiai. Esant *nesimetrinei* p–n sandūrai, kai $N_d \gg N_a$, arba $N_d \ll N_a$, išraišką (1.38) galima parašyti taip:

$$d_{pn} \cong [2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \varphi_k / (q \cdot N_a)]^{1/2}, \quad \text{kai } N_d \gg N_a; \quad (1.39)$$

$$d_{pn} \cong [2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \varphi_k / (q \cdot N_d)]^{1/2}, \quad \text{kai } N_d \ll N_a. \quad (1.39a)$$

Iš (1.39, a) matome, jog nesimetrinėje p–n sandūroje nuskurdinta sritis d_{pn} yra išimtinai mažiau priemaišomis legiruotame puslaidininkyje, o būtent p– srityje, kai $N_d \gg N_a$, arba n– srityje, kai $N_d \ll N_a$.

Išstatę gautas d_{pn} išraiškas (1.38) ir (1.39, a) į plokščiojo kondensatoriaus talpos C formulę (1.37), randame p–n sandūros barjerinę talpą C_{pn} :

$$C_{pn} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S_{pn} / [2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \varphi_k \cdot (1/N_d + 1/N_a)/q]^{1/2}. \quad (1.40)$$

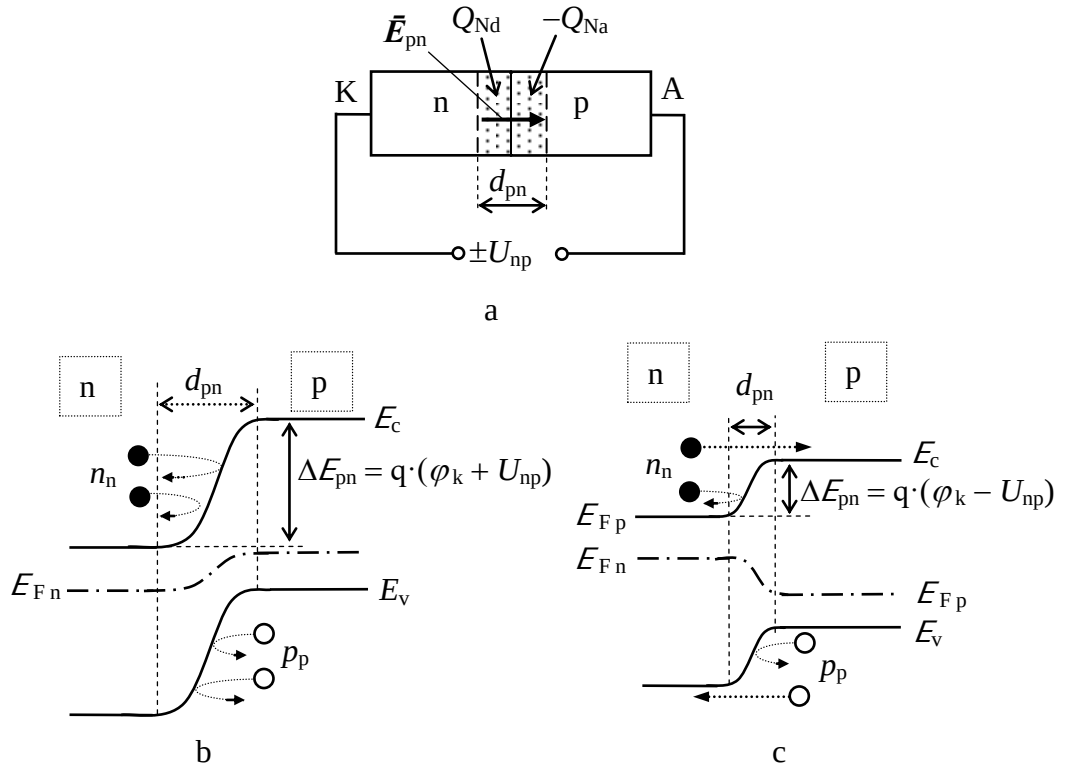
Nesimetrinės p–n sandūros atveju išraišką (1.40) parašome taip:

$$\left. \begin{aligned} C_{pn} &\cong \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S_{pn} / [2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \varphi_k / (q \cdot N_a)]^{1/2}, \quad \text{kai } N_d \gg N_a, \\ C_{pn} &\cong \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S_{pn} / [2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \varphi_k / (q \cdot N_d)]^{1/2}, \quad \text{kai } N_d \ll N_a. \end{aligned} \right\} \quad (1.41)$$

Išraiškomis (1.40) ir (1.41) aprašoma p–n sandūros talpa C_{pn} yra vadinama *barjerine talpa*, taip nurodant jos fizikinę prigimtį.

Jeigu prie p–n sandūros n– ir p– sričių prijungsime išorinę įtampą U_{np} , kaip parodyta 1.22 pav., a, tai ši įtampa ir jos sąlygotas vidutinis elektrinis laukas $\bar{E}_{U_{pn}}$ bus išimtinai nuskurdintame p–n sandūros sluoksnyje d_{pn} .

Išorinė įtampa U_{np} ir jos sąlygotas elektrinis laukas $\bar{E}_{U_{pn}}$ yra tiksliai p–n sandūros nuskurdintame sluoksnyje d_{pn} todėl, kad nuskurdinto sluoksnio d_{pn} varža R_{pn} yra nepalyginti didesnė už likusių neutralių atitinkamai n– ir p– sričių varžas R_n ir R_p , nes neutraliose n– ir p– srityse yra daug laisvųjų krūvininkų, o nuskurdintame sluoksnyje d_{pn} jų nėra. Priklausomai nuo pridėtos įtampos U_{np} poliarizingumo, jos sukurtas elektrinis laukas $\bar{E}_{U_{pn}}$ didins arba mažins vidinį p–n sandūros lauką $\bar{E}_{pn0}$. Dėl to keisis p–n sandūros barjero aukštis ΔE_{pn} (1.22 pav., b,



1.22 pav. Išorinės įtampos U_{np} (a) poveikis p–n sandūros energinei diagramai, termodinamiškai nusistovėjusiam p–n darinyje: b – $U_{np} > 0$ (atgalinė arba atbulinė kryptis), c – $U_{np} < 0$ (tiesioginė arba laidžioji kryptis)

c), nuskurdinto sluoksnio storis d_{pn} ir barjerinė talpa C_{pn} . Čia reikia pasakyti, jog kai kuriuose šaltiniuose aiškinant p–n sandūros veikimą neteisingai teigiama: „nuskurdinto sluoksnio storis d_{pn} , kartu barjerinė talpa C_{pn} kinta dėl įtampos U_{np} poveikio laisviesiems krūvininkams neutraliose n– ir p– srityse“, o iš tikrųjų taip nėra, nes įtampos U_{np} poveikis dėl pirmiau išdėstytų priežasčių vyksta išimtinai nuskurdintame sluoksnyje d_{pn} .

Akivaizdu, kad priklausomybėms $d_{pn}(U_{np})$ ir $C_{pn}(U_{np})$ nusakyti užtenka išraiškose (1.38)–(1.41) prie kontaktinio p–n sandūros potencialų skirtumo ϕ_k pridėti arba iš jo atimti išorinės įtampos vertę U_{np} , tai akivaizdžiai matyti iš elektrinių laukų $\vec{E}_{pn0}$ ir $\vec{E}_{U_{np}}$ superpozicijos principo: $\vec{E}_{pn} = \vec{E}_{pn0} + \vec{E}_{U_{np}}$, ir todėl galima parašyti šias išraiškas:

$$\left. \begin{aligned} d_{pn} &= [2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot (\phi_k \pm U_{np}) \cdot (1/N_d + 1/N_a)/q]^{1/2}, \\ d_{pn} &\cong [2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot (\phi_k \pm U_{np})/(q \cdot N_a)]^{1/2}, \text{ kai } N_d \gg N_a, \\ d_{pn} &\cong [2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot (\phi_k \pm U_{np})/(q \cdot N_d)]^{1/2}, \text{ kai } N_d \ll N_a, \end{aligned} \right\} \quad (1.42)$$

$$\left. \begin{aligned} C_{pn} &= \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S_{pn} / [2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot (\phi_k \pm U_{np}) \cdot (1/N_d + 1/N_a)/q]^{1/2}, \\ C_{pn} &= \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S_{pn} / [2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot (\phi_k \pm U_{np})/(q \cdot N_a)]^{1/2}, \text{ kai } N_d \gg N_a, \\ C_{pn} &= \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S_{pn} / [2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot (\phi_k \pm U_{np})/(q \cdot N_d)]^{1/2}, \text{ kai } N_d \ll N_a. \end{aligned} \right\} \quad (1.43)$$

Barjerinės talpos C_{pn} išraiškas (1.43) galima parašyti ir taip:

$$\begin{aligned} C_{pn} &= \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S_{pn} / \{ [2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \phi_k \cdot (1/N_d + 1/N_a)/q]^{1/2} [\phi_k / (\phi_k \pm U_{np})]^{1/2} \} = \\ &= C_{pn0} \cdot [\phi_k / (\phi_k \pm U_{np})]^{1/2}, \end{aligned} \quad (1.44)$$

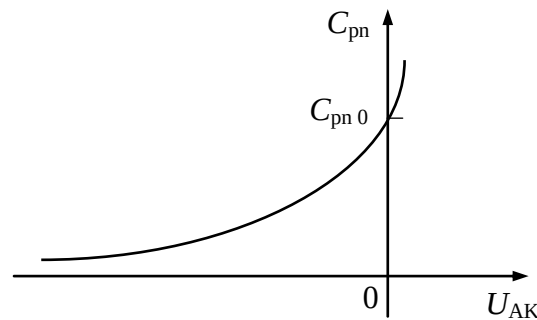
čia: $C_{pn0} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S_{pn} / \{ 2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \phi_k \cdot (1/N_d + 1/N_a)/q \}^{1/2}$ – p–n sandūros barjerinė talpa, kai nėra išorinės įtampos ($U_{np} = 0$).

Gauta p–n sandūros barjerinės talpos išraiška (1.44) gerai aprašo C_{pn} priklausomybę nuo pridėtos įtampos $U_{np} \geq 0$, t. y. atgaline kryptimi, o tiesiogine kryptimi, kai įtampa $U_{np} < 0$, ši barjerinės talpos C_{pn} išraiška nėra taikoma.

Anksčiau aprašydami diodo VACH (1.29) naudojome įtampą U_{AK} , pridėtą prie diodo anodo A ir katodo K. Iš 1.22 pav. matome, jog puslaidininkinio diodo anodas A yra p–sritis, o katodas K – n–sritis, ir šie diodo kontaktų pavadinimai yra atėję iš vakuuminės (lempinės) elektronikos – vakuuminio diodo, kuris srovę praleisdavo tik tuomet, kai įtampos šaltinio $\mathcal{E}$ teigiamas polius + būdavo sujungtas su anodu A, o neigiamas polius – su katodu K. Todėl turime akivaizdžią tapatybę: $U_{AK} = -U_{np}$ ir, esant pridetai išorinei įtampai U_{AK} atgaline kryptimi, išraišką (1.44) galime parašyti taip:

$$C_{pn} = C_{pn0} \cdot [\varphi_k / (\varphi_k + |U_{AK}|)]^{1/2}. \quad (1.45)$$

Iš (1.45) apskaičiuota barjerinės talpos C_{pn} priklausomybė nuo atgalinės įtampos $-U_{AK}$ yra parodyta 1.23 pav.



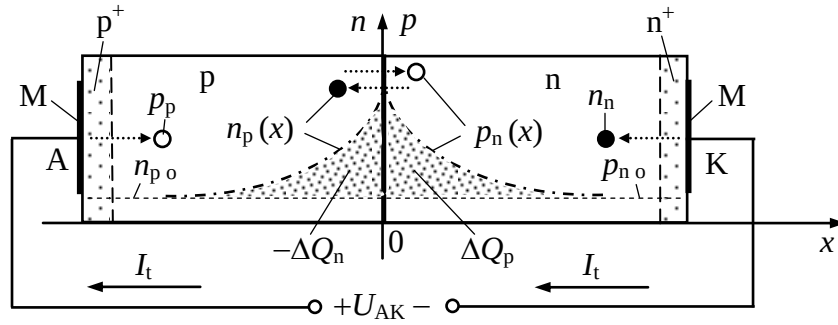
1.23 pav. Iš (1.45) apskaičiuota barjerinės talpos C_{pn} priklausomybė nuo atgalinės diodo įtampos $-U_{AK}$

Atgalinės įtampos $U_{AK} < 0$ poveikio diodo p–n sandūros parametrams d_{pn} ir C_{pn} ((1.42), (1.43)) fizika yra nulemta elektrinių laukų $\vec{E}_{pn0}$ ir $\vec{E}_{Upn}$ superpozicijos principo ir nagrinėjamu atveju turime: $\vec{E}_{pn} = \vec{E}_{pn0} + \vec{E}_{Upn} \geq \vec{E}_{pn0}$ – vidinio elektrinio lauko vertę, kai išorinė įtampa $U_{AK} = 0$. Iš čia matome, jog p–n sandūros nuskurdintame sluoksnyje d_{pn} padidėjusį vidinį elektrinį lauką $\vec{E}_{pn}$ turi sąlygoti atitinkamai padidėję jį kuriantys sujungtieji krūviai $+Q_{Nd}$ ir $-Q_{Na}$, tai taip pat matome iš Puasono lygties nuskurdintai sričiai, kurios taikymas yra pateiktas šios knygos pabaigoje. Taip pat akivaizdu, jog krūvių $+Q_{Nd}$ ir $|-Q_{Na}|$ padidėjimą gali sąlygoti tik p–n sandūros nuskurdinto sluoksnio storio d_{pn} padidėjimas (1.42).

Kai įtampa $U_{AK} > 0$, diodo p–n sandūra yra įjungta tiesiogine kryptimi ir, didėjant U_{AK} , barjeras $\Delta E_{pn} = q \cdot (\varphi_k - U_{np})$ mažėja (1.22 pav., c), artėdamas į nulį (čia priminsime būtiną aproksimacijos sąlygą $|U_{np}| \leq \varphi_k$). Taip yra todėl, jog iš elektrinių laukų $\vec{E}_{pn0}$ ir $\vec{E}_{Upn}$ superpozicijos principo nagrinėjamu atveju turime: $\vec{E}_{pn} = \vec{E}_{pn0} - \vec{E}_{Upn} \leq \vec{E}_{pn0}$ – atstojamasis p–n sandūros vidinis laukas mažėja artėdamas prie nulinės vertės. Todėl pagrindiniai krūvininkai – elektronai ($n_n \cdot \Delta V$) n– srityje ir skylės ($p_p \cdot \Delta V$) p– srityje laisvai difunduoja per p–n sandūrą, sudarydami difuzinę tiesioginę srovę $I_t = I_{dif(n)} + I_{dif(p)}$ (1.18 pav.). Šiuo atveju diodo p–n sandūros diferencialinė varža $r_{pn} = \Delta U_{AK} / \Delta I_t$, kai $U_{AK} > U_0$ (1.19 pav.), yra labai maža ir todėl šuntuoja barjerinę talpą C_{pn} , dėl to išraiška (1.45) nėra taikoma skaičiuojant p–n sandūros barjerinę talpą C_{pn} tiesiogine kryptimi.

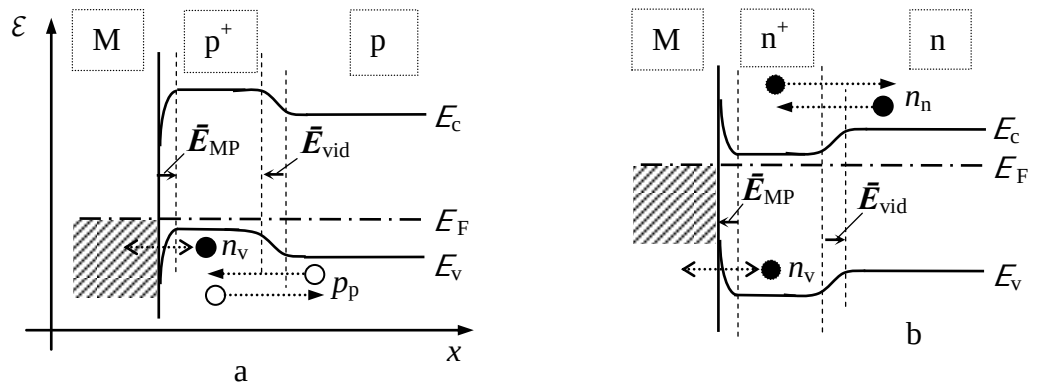
Nagrinėjant diodo impulsines bei dažnines savybes puslaidininkinių įtaisų fizikoje yra vartojama p–n sandūros difuzinės talpos sąvoka. Diodo p–n sandūros difuzinė talpa C_{pnd} yra vaizduojamas šalutinių krūvininkų ($p_n \cdot \Delta V$) ir ($n_p \cdot \Delta V$) kaupimo efektas atitinkamai n– ir p– srityse, kai per diodą teka tiesioginė difuzinė srovė $I_{dif} \equiv I_t$. Iš n– srities į p– sritį difundavę elektronai ($n_p \cdot \Delta V$) juda p– srities omino kontakto – anodo A link ir pakeliui p– srityje rekombinuoja su pagrindiniais krūvininkais – skylėmis ($p_p \cdot \Delta V$) (1.24 pav.). Todėl p– srityje

nusistovi šaltinių krūvininkų – elektronų tankio n_p pasiskirstymas $n_p(x)$, o n– srityje analogiškai šaltinių krūvininkų – skylių tankio p_n pasiskirstymas $p_n(x)$. Tai yra parodyta 1.24 pav.



1.24 pav. Termodinaminėje pusiausvyroje nusistovėjęs šaltinių krūvininkų – elektronų tankio n_p pasiskirstymas $n_p(x)$ p– srityje ir analogiškai nusistovėjęs šaltinių krūvininkų – skylių tankio p_n pasiskirstymas $p_n(x)$ n– srityje, čia: n_{p0} ir p_{n0} – atitinkamų šaltinių krūvininkų pusiausvyriniai tankiai, kai $U_{AK} = 0$, ir bendru atveju $n_{p0} \neq p_{n0}$

Iš 1.24 pav. matome, jog anodo A ir katodo K *ominiai kontaktai* yra padaryti taip, kad tarp puslaidininkio P ir metalo M kontaktų nebūtų kontaktinio barjero ΔE_{pn} : $\phi_k(MP) \cong 0$. Tam priekontaktinės n– ir p– puslaidininkio sritys yra stipriai legiruotos atitinkamomis priemaisomis $N_{(d,a)}$, ir tai 1.24 pav. yra pavaizduotos papildomomis n^+ – ir p^+ – sritimis, o šių sričių ir metalo M ominių kontaktų energinės diagramos yra parodytos 1.25 pav.



1.25 pav. Stipriai legiruotų puslaidininkio p^+ – (a) ir n^+ – (b) sričių ir metalo M ominių kontaktų energinės diagramos

Tiesioginei difuzinei srovei I_t tekant per atidarytą p–n sandūrą, p– ir n– puslaidininkio sritys turi išlikti elektriškai neutralios. Todėl vykstant šiam procesui kiekvienu laiko momentu t iš ominių kontaktų A ir K į atitinkamas puslaidininkio p– ir n– sritys yra injektuojama tiek pat skylių ($p_p \cdot \Delta V$) ir elektronų ($n_n \cdot \Delta V$), kiek ir per p–n sandūrą difuzijos būdu į jas patenka elektronų ($n_p \cdot \Delta V$) = ($p_p \cdot \Delta V$) ir skylių ($p_n \cdot \Delta V$) = ($n_n \cdot \Delta V$) (1.24 pav.). Čia reikia atkreipti dėmesį, kad metalai M turi išimtinai elektroninį – n– laidumą. Todėl skylės p_p injekcija iš anodo A reiškia elektrono n_p ekstrakciją iš p^+ – srities į ominių kontakto metalą M. Taip pat turime pasakyti, jog dėl difuzijos proceso tarp p^+ –p ir n^+ –n sričių (1.25 pav.) susidaro erdvinio krūvio sritis su į ją įstatytu vadinamuoju vidiniu elektriniu lauku $E_{vid}(x)$, kurio vidutinė vertė $\bar{E}_{vid}$ yra išreiškiama taip: $\bar{E}_{vid} = \pm \phi_T \cdot [dN_{a,d}(x)/dx]/N_{a,d}(x)$, čia ženklas „+“, kai turime N_a , ir ženklas „–“, kai turime N_d . Šis elektrinis laukas $\bar{E}_{vid}$ nusistovi termodinaminės pusiausvyros metu, kai dėl jo poveikio yra sustabdoma laisvųjų krūvininkų difuzija: p^+ –p atveju skylių p_p , o n^+ –n atveju elektronų n_n . Skirtingai nuo p–n sandūros šiuo atveju nesusidaro nuskurdinta sritis ir p^+ –p bei n^+ –n sričių varža yra pakankamai maža abiem kryptimis. Čia reikia pasakyti, jog

p–n darinyje – diode elektrinių laukų $\vec{E}_{\text{vid}}$ kryptys $p^+ - p$ ir $n^+ - n$ srityse yra priešingos ir savo poveikiu nestabdo šalutinių krūvininkų p_n ir n_p , dreifo būdu praėjusių per p–n sandūros nuskurdintą sritį d_{pn} , nes vidinio lauko $\vec{E}_{pn0}$ kryptis (1.20 pav., c) šalutiniams krūvininkams yra greitinanti. Todėl sujungus diodo anodą A su katodu K šia uždara grandine galėtų tekėti šalutinių krūvininkų sukelta srovė, kuri, deja, neteka. Taip yra dėl to, jog elektriniai laukai $\vec{E}_{MP}$ susidaro ir sandūroje tarp metalo M ir puslaidininkio P: $M - p^+$ ir $M - n^+$ (1.25 pav.). Šių laukų susidarymo fizika priklauso nuo metalo M ir puslaidininkio P medžiagų parametrų, o būtent nuo elektronų n termodinaminio išlaisvinimo darbo A_M metale M ir išlaisvinimo darbo A_P puslaidininkyje P palyginamųjų verčių. Kai $A_M < A_P$, turime laidžią M–P sandūrą, o kai $A_P < A_M$, turime užtvarinę M–P sandūrą. Šotkio diodo atveju tai bus išnagrinėta toliau. Tačiau diode elektrinių laukų $\vec{E}_{MP}$ ir $\vec{E}_{\text{vid}}$ kryptys n^- ir p^- srityse visada yra priešingos, ir tai lemia elektrinių laukų $\vec{E}_{MP}$ stabdomąjį poveikį šalutiniams krūvininkams p_n ir n_p . Dėl to uždara diodo anodo-katodo grandine srovė neteka. Taip pat pasakysime, kad per $M - p^+$ ir $M - n^+$ sandūras teka tunelinės srovės, kurias sudaro valentiniai elektronai n_v , ir tai labai sumažina šių kontaktų varžą.

Akivaizdu, kad n^- srityje nusistovėjęs injektuotų skylių ($p_n \cdot \Delta V$) krūvio kiekis $\Delta Q_{p(n)} = (q \cdot p_n \cdot \Delta V)$ bendru atveju nėra lygus p^- srityje nusistovėjusiam injektuotų elektronų ($n_p \cdot \Delta V$) krūvio kiekiui $-\Delta Q_{n(p)} = (-q \cdot n_p \cdot \Delta V)$ ir bendru atveju $\Delta Q_{p(n)} \neq |\Delta Q_{n(p)}|$. Todėl p–n sandūros difuzinė talpa $C_{pn d}$ bendru atveju yra išreiškiama taip:

$$C_{pn d} = (\Delta Q_{p(n)} + |\Delta Q_{n(p)}|) / \Delta U_{AK} \big|_{U_{AK}}. \quad (1.46)$$

Injektuotas krūvis $\Delta Q_{inj} \cong I_{t(p,n)} \cdot \tau_{ef(p,n)}$, ir todėl išraišką (1.46) galima parašyti taip:

$$\begin{aligned} C_{pn d} &\cong (I_{t(p)} \cdot \tau_{ef(p)} + I_{t(n)} \cdot \tau_{ef(n)}) / \Delta U_{AK} \approx \tau_{ef(p,n)} / R_{pn}(U_{AK}) \approx \\ &\approx \tau_{ef(p,n)} \cdot G_{pn}(U_{AK}), \end{aligned} \quad (1.47)$$

čia: $\tau_{ef(p,n)}$ – injektuotų šalutinių krūvininkų ($p_n \cdot \Delta V$) arba ($n_p \cdot \Delta V$) efektyvioji gyvavimo trukmė; $R_{pn} = U_{AK} / I_t$ – p–n sandūros varža nuolatinei srovei ir $G_{pn} = 1 / R_{pn}$ – laidis pastoviajai srovei veikos taške $\{I_t, U_{AK}\}$.

Kai turime nesimetrinę p–n⁺ arba p⁺–n sandūrą, išraiškos (1.46) ir (1.47) yra parašomos per atitinkamą injektuotų šalutinių krūvininkų krūvį $\Delta Q_{n(p)}$ arba $\Delta Q_{p(n)}$.

Iš (1.28) ir (1.47) galima surasti $C_{pn d}$ vertę, o būtent, kai $\tau_{ef} = 5 \mu s$ ir $I_t = 10 \text{ mA}$, difuzinė p–n sandūros talpa $C_{pn d} = 2 \mu F$. Iš čia matome, kad, įjungus diodą tiesiogine kryptimi, p–n sandūros difuzinė talpa $C_{pn d}$ keliomis eilėmis didesnė už barjerinę talpą C_{pn} , ir todėl $C_{pn d} \gg C_{pn}$, o įjungus diodą atgaline kryptimi, atvirkščiai – p–n sandūros barjerinė talpa C_{pn} yra keliomis eilėmis didesnė už difuzinę talpą $C_{pn d}$ ir todėl $C_{pn} \gg C_{pn d}$, nes atgalinė srovė $I_a \cong 0$. Todėl būtina įsiminti, jog atgaline kryptimi diodas turi tik barjerinę talpą C_{pn} , o tiesiogine kryptimi – tik difuzinę talpą $C_{pn d}$.

Apibendrinant galima teigti, jog šiuolaikinė puslaidininkinė elektronika yra tik todėl, kad puslaidininkiuose turime du fundamentalius reiškinius – *difuziją* ir *rekombinaciją*, dėl kurių įvyksta p–n sandūrą.

Šiuo metu, panaudojant p–n sandūros savybes, yra sukurta daug įvairių puslaidininkinių diodų, su kai kurių iš jų savybėmis ir veikimo fizika susipažinsime smulkiau.

1. Lyginantysis diodas – skirtas kintamajai srovei $I_{\sim}$ (arba $i(t)$, arba I) arba kintamajai įtampai $U_{\sim}$ (arba $u(t)$, arba U) keisti į išlygintą pulsuojančią (nuolatinę) srovę $i_{\equiv}$ (arba $I_{\equiv}$) arba į išlygintą pulsuojančią (nuolatinę) įtampą $u_{\equiv}$ (arba $U_{\equiv}$).

Lyginančiojo diodo *pagrindiniai parametrai* yra šie:

$I_{t \max}$ – didžiausioji (maksimali) tiesioginė pastovioji srovė;

$I_{a \max}$ – didžiausioji atgalinė pastovioji srovė, esant pasirinktai atgalinei įtampai $U_{AK} < 0$;

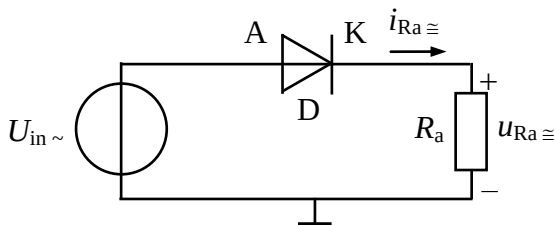
U_d – įtampa diode, esant pasirinktai tiesioginei pastoviajai srovei $I_d = 0,1 \cdot I_{t \max}$;

$U_{AK \max}$ – didžiausioji atgalinė įtampa, esant užduotai atgalinei pastoviajai srovei $I_a = 0,1 \cdot I_d$;

$f_{\max}$ – didžiausias (maksimalus) kintamosios srovės $I_{\sim}$ dažnis, kuriam esant išlyginta pulsuojanti (nuolatinė) srovė $I_{\equiv} = 0,9 \cdot I^*_{\equiv} |_{f_{\max}}$, čia $I^*_{\equiv}$, kai $f = 50$ Hz.

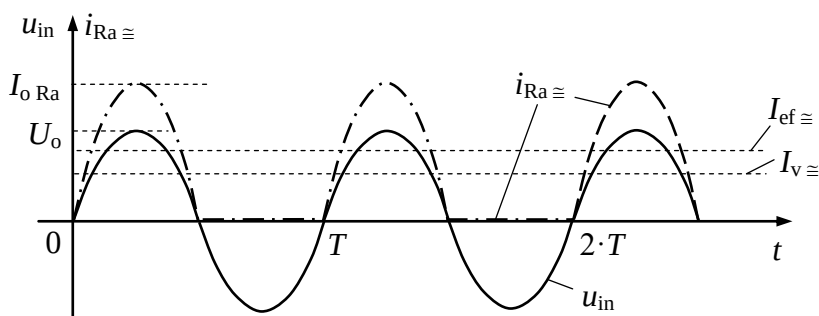
Siekiant kuo didesnių $I_{t \max}$ verčių, lyginantieji diodai turi plokščią p–n sandūrą. Todėl jų barjerinė talpa C_{pn} yra santykinai didelė – dešimtys ir šimtai pF. Dėl to lyginančiųjų diodų veikia yra apribota žemųjų ir vidutinių dažnių: $f_{\max} \leq 100$ kHz.

Vienpusė kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinė su puslaidininkiniu diodu D yra parodyta 1.26 pav.



1.26 pav. Vienpusė kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinė su puslaidininkiniu lyginančiuoju diodu D, čia: $\perp$ – įtaiso metalinio korpuso, arba montažinės plokštės, įžeminimo schemotechninis žymuo, arba kitais atvejais yra naudojamas „žemės“ schemotechninis žymuo $\perp$

Vienpusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės su puslaidininkiniu lyginančiuoju diodu D veikai paaiškinti 1.27 pav. yra parodytos kintamosios įėjimo įtampos šaltinio $U_{in \sim}$, pavyzdžiui, harmoninės įtampos $u_{in}(t) = U_0 \cdot \sin(\omega t)$ ir išlygintos pulsuojančios srovės $i_{Ra \equiv}$, tekančios apkrovos rezistoriuje R_a , laikinės diagramos.



1.27 pav. Vienpusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės (1.26 pav.) įėjimo kintamosios harmoninės įtampos $u_{in}(t) = U_0 \cdot \sin(\omega t)$ ir išlygintos srovės $i_{Ra \equiv}(t)$, tekančios apkrovos rezistoriuje R_a , laikinės diagramos

Iš 1.27 pav. matome, jog įtampos šaltinio $U_{in \sim}$ gnybtuose veikiant teigiamam harmoninės įtampos $u_{in}(t)$ pusperiodžiui ($\Delta t_+ = 0 - T/2$, $T - 3 \cdot (T/2)$, ir t. t.), diodas D praleidžia srovę ir apkrovos rezistoriumi R_a tais laiko trukmės Δt_+ tarpais teka išlyginta vienkryptė pulsuojanti srovė $i_{Ra \equiv} = u_{in} / (R_i + R_{Dt} + R_a) \cong u_{in} / R_a$, tokio pat kaip įėjimo įtampa $u_{in}(t)$ pavidalo. Kai įėjimo įtampos šaltinio $U_{in \sim}$ gnybtuose veikia neigiamas harmoninės įtampos pusperiodis ($\Delta t_- = T/2 - T$, $3 \cdot (T/2) - 2 \cdot T$, ir t. t.), diodas D srovės nepraleidžia ir apkrovoje R_a tais laiko trukmės Δt_- tarpais srovė $i_{Ra \equiv} = I_s \cong 0$. Taigi, vienpusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinėje teka vienkryptė pulsuojanti išlyginta srovė $i_{Ra \equiv}$, kurios amplitudė $I_{0 Ra} = U_0 / (R_i + R_{Dt} + R_a) \cong U_0 / R_a$, kai yra tenkinama sąlyga: $R_i + R_{Dt} \ll R_a$, čia R_i ir R_{Dt} – atitinkamai įėjimo įtampos šaltinio $U_{in \sim}$ vidaus varža bei atidaryto diodo D varža, o pulsuojančios įtampos $u_{R \equiv}$ rezistoriuje R_a amplitudė $U_{0 Ra} \cong U_0$.

Vienpusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinėje (1.26 pav.) vidutinė išlygintos pulsuojančios srovės $i_{Ra \equiv}$ vertė $I_{V \equiv}$ yra:

$$I_{V \equiv} = \left[\int_0^{T/2} i_{\equiv}(t) \cdot dt \right] / T = \left[\int_0^{T/2} I_{0 Ra} \cdot \sin(\omega t) \cdot dt \right] / T =$$

$$= T \cdot I_{0\text{ Ra}} / (\pi \cdot T) = I_{0\text{ Ra}} / \pi \cong 0,32 \cdot I_{0\text{ Ra}}, \quad (1.48)$$

čia apibrėžtinis integralas skliaustuose išreiškia sinusoidės pusperiodžio plotą ($I \cdot t$) vienetais.

Vienpusės kintamosios srovės lyginimo grandinės apkrovos rezistoriuje R_a efektinė išlygintos pulsuojančios srovės $i_{\text{Ra}} \cong$ vertė $I_{\text{ef}} \cong$ yra:

$$\begin{aligned} I_{\text{ef}} \cong &= \left\{ \left[\int_0^{T/2} i^2(t) \cdot dt / T \right]^{1/2} = \left\{ \left[\int_0^{T/2} [I_{0\text{ Ra}} \cdot \sin(\omega t)]^2 \cdot dt / T \right]^{1/2} = \right. \\ &= [(I_{0\text{ Ra}}/2)^2]^{1/2} = I_{0\text{ Ra}}/2, \end{aligned} \quad (1.49)$$

vidutinė išlygintos pulsuojančios įtampos $u_{\text{Ra}} \cong$ rezistoriuje R_a vertė $U_v \cong$ yra:

$$U_v \cong = I_v \cong \cdot R_a = U_{0\text{ Ra}} / \pi \cong 0,32 \cdot U_0, \quad (1.50)$$

efektinė išlygintos pulsuojančios įtampos $u_{\text{Ra}} \cong$ rezistoriuje R_a vertė $U_{\text{ef}} \cong$ yra:

$$U_{\text{ef}} \cong = I_{\text{ef}} \cong \cdot R_a = I_{0\text{ Ra}} \cdot R_a / 2 = U_{0\text{ Ra}} / 2 \cong U_0 / 2, \quad (1.51)$$

ir vienpusės kintamosios srovės lyginimo grandinės apkrovos rezistoriuje R_a suvartojama vidutinė galia P_a :

$$P_a = I_{\text{ef}} \cong \cdot U_{\text{ef}} \cong = (I_{0\text{ Ra}} / 2) \cdot (U_{0\text{ Ra}} / 2) \cong (I_{0\text{ Ra}} \cdot U_0) / 4, \quad (1.52)$$

t. y. dvigubai mažesnė už galią, kuri išsiskirtų apkrovoje R_a harmoninio signalo atveju, nes likusi vidutinės galios pusė yra diodo D atspindima atgal į įėjimo įtampos šaltinį $U_{\text{in}} \sim$.

Kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės (1.26 pav.) efektyvumas yra nusakomas išlygintos srovės $i_{\text{Ra}} \cong$ pulsacijos koeficientu δ :

$$\delta = \Delta I / I_{0\text{ Ra}} \cong \Delta U / U_{0\text{ Ra}}, \quad (1.53)$$

čia ΔI ir ΔU – išlygintos srovės $i_{\text{Ra}} \cong$ arba įtampos $u_{\text{Ra}} \cong$ pulsavimo amplitudė, atitinkamai.

Vienpusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinėje (1.26 pav.) išlygintos srovės $i_{\text{Ra}} \cong$ arba įtampos $u_{\text{Ra}} \cong$ pulsavimo amplitudės ΔI ir ΔU yra atitinkamai lygios $I_{0\text{ Ra}}$ ir $U_{0\text{ Ra}}$. Todėl šios grandinės pulsacijos koeficientas $\delta = \Delta I / I_{0\text{ Ra}} = \Delta U / U_{0\text{ Ra}} = I_{0\text{ Ra}} / I_{0\text{ Ra}} = U_{0\text{ Ra}} / U_{0\text{ Ra}} = 1$, nes nėra apkrovos rezistorių R_a šuntuojančio kondensatoriaus $C_a = 0$.

Išlygintos srovės $i_{\text{Ra}} \cong$ pulsacijai δ sumažinti lygiagrečiai su apkrovos rezistoriumi R_a yra jungiamas šuntuojantis kondensatorius C_a , tai parodyta 1.28 pav., a, ir šios grandinės veikai paaiškinti 1.29 pav. yra parodytos kintamosios įėjimo įtampos šaltinio $U_{\text{in}} \sim$ harmoninės įtampos $u_{\text{in}}(t) = U_0 \cdot \sin(\omega \cdot t)$ ir išlygintos pulsuojančios srovės $i_{\text{Ra}} \cong$, tekančios apkrovos rezistoriuje R_a , laikinės diagramos.

Iš 1.29 pav. matyti, jog, įjungus kintamosios įėjimo įtampos šaltinį $U_{\text{in}} \sim$, per laiką $\Delta t_1 = 0 - T/4$ srovė $i_{\text{Ra}} \cong$ apkrovoje R_a didėja iki amplitudinės vertės $I_{0\text{ Ra}}$, o jos pavidalas toks pat kaip įėjimo harmoninės įtampos $u_{\text{in}}(t)$. Per laiką Δt_1 yra įkraunamas kondensatorius C_a iki įtampos $U_{0\text{ Ca}} = U_{0\text{ Ra}} = I_{0\text{ Ra}} \cdot R_a$. Kondensatoriaus C_a įkrovimo trukmė $\Delta t_{\text{Ca}1}$ priklauso nuo laiko trukmės konstantos $\tau_{\text{RC}1}$, kurios vertė priklauso nuo varžų R_i , R_{D1} ir R_a taip:

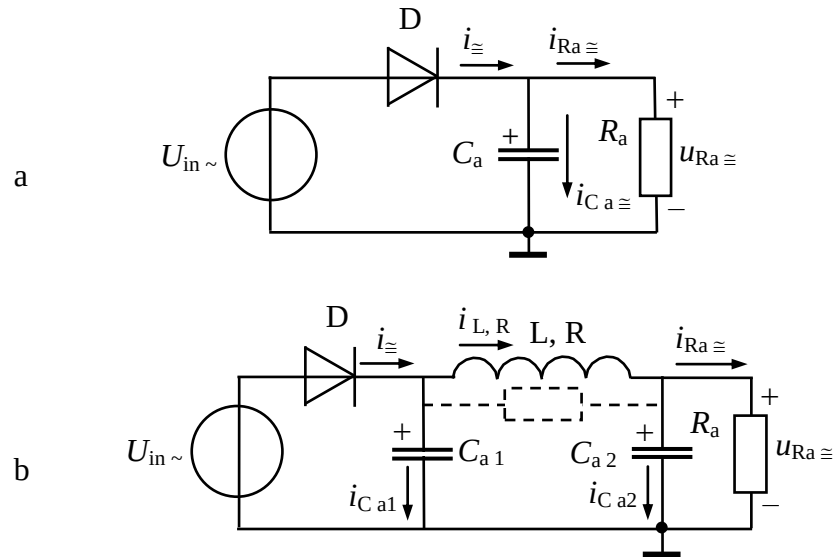
$$\tau_{\text{RC}1} = \{[(R_i + R_{D1}) \cdot R_a] / (R_i + R_{D1} + R_a)\} \cdot C_a. \quad (1.53a)$$

Kondensatoriaus C_a įkrovimo trukmė $\Delta t_{\text{Ca}1} \cong (2 - 2,5) \cdot \tau_{\text{RC}1}$.

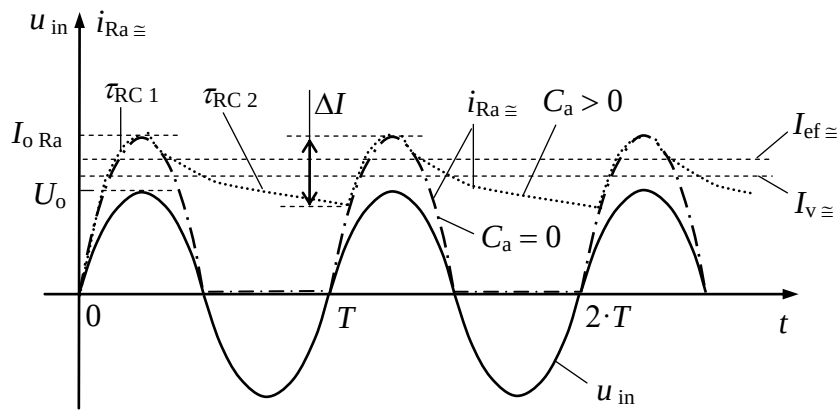
Kitu laiko tarpu $\Delta t_2 = T/4 - T$ įėjimo įtampa $u_{\text{in}}(t)$ toliau kinta pagal harmoninį dėsni, o išlyginta srovė $i_{\text{Ra}} \cong$, tekanti apkrovoje R_a , priklauso nuo įtampos $U_{\text{Ca}}(t)$ kitimo įkrautame kondensatoriuje C_a . Per laiką Δt_2 kondensatorius C_a išsikrauna per rezistorių R_a ir todėl srovė $i_{\text{Ra}} \cong$ beveik eksponentiškai mažėdama artėja prie 0, o iškrovimo trukmė $\Delta t_{\text{Ca}2}$ priklauso nuo laiko trukmės konstantos $\tau_{\text{RC}2}$, kurios vertė priklauso nuo varžų R_i , R_{D2} ir R_a taip:

$$\tau_{\text{RC}2} = \{[(R_i + R_{D2}) \cdot R_a] / (R_i + R_{D2} + R_a)\} \cdot C_a, \quad (1.53b)$$

čia R_{D2} – uždaryto diodo D pastoviosios srovės varža.



1.28 pav. Vienpusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės su išlygintos srovės $i_{\cong}$ pulsaciją δ mažinančiu kondensatoriumi C_a (a) bei su žemųjų dažnių $CL(R)C$ filtro grandine (b)



1.29 pav. Vienpusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės (1.28 pav., a) įėjimo kintamosios harmoninės įtampos $u_{in}(t) = U_o \cdot \sin(\omega \cdot t)$ ir išlygintos pulsuojančios srovės $i_{Ra \cong}$, tekančios apkrovos rezistoriuje R_a , laikinės diagramos

Kondensatoriaus C_a iškrovimo trukmė $\Delta t_{Ca 2} \cong (2 - 2,5) \cdot \tau_{RC 2}$.

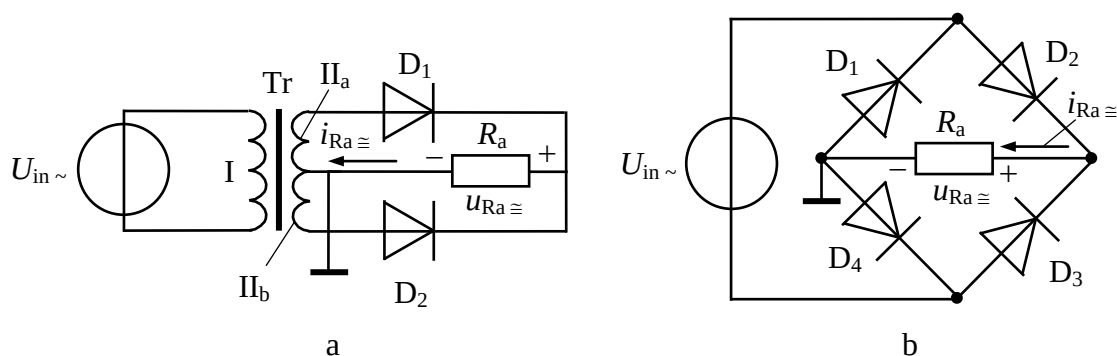
Kadangi $R_{D a} \gg R_{D t}$, tai $\tau_{RC 2} \gg \tau_{RC 1}$ ir $\Delta t_{Ca 2} \gg \Delta t_{Ca 1}$. Šitai ir lemia 1.29 pav. parodytų laikinių diagramų pavidalą. Toliau, kai $t > T$, šis procesas kartojasi ir per apkrovą R_a teka vienkryptė pulsuojanti išlyginta srovė $i_{Ra \cong}$ (1.29 pav.). Dėl kondensatoriaus C_a poveikio pulsacijos koeficientas $\delta = \Delta I / I_{0 Ra} < 1$ sumažėja, nes $\Delta I < I_{0 Ra}$. Taip pat padidėja išlygintos pulsuojančios srovės $i_{Ra \cong}$ parametrai $I_{ef \cong}$ ir $I_{v \cong}$, kurie savo vertėmis priartėja prie $I_{0 Ra}$ vertės.

Čia pasakysime, jog srovės $i_{Ca \cong}(t)$ kondensatoriuje C_a kitimo pobūdis skiriasi nuo srovės $i_{Ra \cong}(t)$ rezistoriuje R_a kitimo pobūdžio. Todėl pravartu tai išsiaiškinti savarankiškai, žinant anksčiau pateiktą išraišką (1.11).

Vietoje kondensatoriaus C_a įjungus CLC - filtrą (1.28 pav., b), koeficientas δ dar labiau sumažėja ($\delta \ll 1$), nes šis žemųjų dažnių filtras atspindi atgal į įėjimo įtampos šaltinį $U_{in \sim}$ įėjimo dažnio ω aukštesnių harmonikų $\omega_n \geq 2 \cdot \omega$ sandus, kurie atsiranda dėl diodo D stipriai netiesinės veikos. Čia būtina atsiminti, jog šiuo atveju vidutinė $U_{v \cong}$ (1.50) ir efektinė $U_{ef \cong}$ (1.51) išlygintos pulsuojančios įtampos $u_{Ra \cong}$ rezistoriuje R_a vertės tampa lygios ir

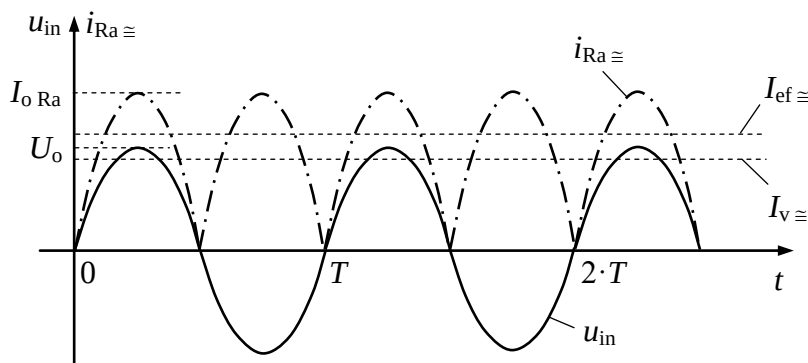
priartėja prie $U_{0\text{ Ra}}$ vertės. Todėl turime apytiksles tapatybes $U_v \cong U_{ef} \cong U_{0\text{ Ra}} \cong U_0$, kai $\delta \ll 1$. Kita vertus, dažnai vietoje CLC - filtro (1.28 pav., b) yra naudojamas CRC - filtras, kuriame ritelė L yra pakeičiama nedidelės varžos rezistoriumi $R \leq 300\ \Omega$. Tai yra parodyta 1.28 pav., b, brūkšninėmis linijomis ir šiuo atveju vienospusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės veiką bei pagrindinius parametrus išsinagrinėkite savarankiškai.

Anksčiau parodėme (1.52), kad vienospusės kintamosios srovės lyginimo grandinės atveju (1.26 pav., 1.28 pav.) apkrovos rezistoriuje R_a yra suvartojama tik pusė galimos įėjimo įtampos šaltinio $U_{in} \sim$ atiduodamos galios. Todėl yra naudojami *dvipusiai kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandynai*, kurių *transformatorinis* ir *netransformatorinis* variantai yra parodyti 1.30 pav., atitinkamai a ir b.



1.30 pav. Dvipusiai kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandynai: a – transformatorinis ir b – netransformatorinis variantai

1.30 pav. parodytų grandynų veikai paaiškinti 1.31 pav. yra parodytos kintamosios įėjimo įtampos šaltinio $U_{in} \sim$, pavyzdžiui, harmoninės įtampos $u_{in}(t) = U_0 \cdot \sin(\omega \cdot t)$, ir išlygintos pulsuojančios srovės $i_{Ra} \cong$, tekančios apkrovos rezistoriuje R_a , laikinės diagramos.



1.31 pav. Kintamosios įėjimo harmoninės įtampos $u_{in}(t) = U_0 \cdot \sin(\omega \cdot t)$ ir išlygintos srovės $i_{Ra} \cong$, tekančios 1.30 pav. parodytų grandynų apkrovos rezistoriuje R_a , laikinės diagramos

Iš 1.31 pav. matome, jog įėjimo įtampos šaltinio $U_{in} \sim$ gnybtuose veikiant teigiamam harmoninės įtampos pusperiodžiui ($\Delta t_+ \Rightarrow 0 - T/2$), transformatoriniame variante (1.30 pav., a) diodas D_1 praleidžia srovę ir apkrovos rezistoriumi R_a tuo laiko Δt_+ tarpu teka išlyginta srovė $i_{Ra} \cong = u_{in} / R_a$, tokio pat kaip įėjimo įtampa $u_{in}(t)$ pavidalo, o diodas D_2 srovės nepraleidžia. Taip yra todėl, kad transformatoriaus Tr antrinės apvijos II vijų skaičius n_2 yra du kartus didesnis nei pirminės apvijos I vijų skaičius n_1 , o antrinė apvija II padaryta su vidurio atšaka, sudarant dvi vienodas apvijas II_a ir II_b , turinčias veienodus vijų skaičius $n_2/2$. Akivaizdu, jog transformatoriaus Tr antrinės apvijos II vijų skaičius n_2 gali būti didesnis arba mažesnis už pirminės apvijos I vijų skaičių n_1 . Todėl įtampos $u_{Ra} \cong$ amplitudė $U_{0\text{ Ra}}$ bus didesnė, kai $n_2 > n_1$, arba mažesnė, kai $n_1 > n_2$, už įėjimo įtampos $u_{in}(t)$ amplitudę $U_{0\text{ in}}$. Kai

įėjimo įtampos šaltinio $U_{in} \sim$ gnybtuose veikia neigiamas harmoninės įtampos pusperiodis ($\Delta t \Rightarrow T/2 - T$), diodas D_1 srovės nepraleidžia, o diodas D_2 srovę praleidžia ir apkrovoje R_a tuo laiko Δt tarpu teka tos pačios krypties išlyginta srovė kartojasi ir dvipusio kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandyno apkrovoje R_a teka pulsuojanti vienkryptė išlyginta srovė $i_{Ra} \cong$, kurios pulsacijų dažnis $\omega \cong 2 \cdot \omega$. Taigi, dvipusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandyno apkrovoje R_a teka vienkryptė pulsuojanti išlyginta srovė $i_{Ra} \cong$, kurios amplitudė $I_{o Ra} \cong U_{o Ra} / R_a$, kai $R_a \gg R_i^*$ – transformatoriaus Tr antrinės apvijos II ir diodų $D_{1, 2}$ arba įtampos šaltinio $U_{in} \sim$ ir diodų D_{1-4} atstojamoji vidaus varža. Esant šiai sąlygai, pulsuojančios išlygintos įtampos $u_{Ra} \cong$ rezistoriuje R_a amplitudė $U_{o Ra} \cong U_o$, o pulsacijos dažnis $\omega \cong$ yra dvigubai didesnis už įėjimo įtampos šaltinio $U_{in} \sim$ harmoninio signalo dažnį ω ($\omega \cong 2 \cdot \omega$).

Dvipusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės apkrovoje R_a vidutinė išlygintos pulsuojančios srovės $i_{Ra} \cong$ vertė $I_v =$ yra:

$$I_v \cong = 2 \cdot \left[\int_0^{T/2} i_{\cong}(t) \cdot dt \right] / T = 2 \cdot \left[\int_0^{T/2} I_{o Ra} \cdot \sin(\omega t) \cdot dt \right] / T = (2 \cdot T \cdot I_{o Ra}) / (\pi \cdot T) =$$

$$= I_v \cong = (2 \cdot I_{o Ra}) / \pi \cong 0,64 \cdot I_M, \quad (1.54)$$

iš čia matome, jog turime dukart didesnę $I_v \cong$ vertę už vienpusiame srovės (įtampos) lygintuve (1.26 pav.) gaunamą $I_v \cong$ vertę (1.48).

Dvipusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės apkrovoje R_a efektinė išlygintos pulsuojančios srovės $i_{Ra} \cong$ vertė $I_{ef} \cong$ yra:

$$I_{ef} \cong = \left\{ \left[2 \cdot \int_0^{T/2} [i_{Ra} \cong(t)]^2 \cdot dt \right] / T \right\}^{1/2} = \left\{ \left[2 \cdot \int_0^{T/2} [I_{o Ra} \cdot \sin(\omega t)]^2 \cdot dt \right] / T \right\}^{1/2} =$$

$$= [2 \cdot (I_{o Ra} / 2)^2]^{1/2} = I_{o Ra} / \sqrt{2}, \quad (1.55)$$

iš čia matome, jog turime $\sqrt{2}$ kartus daugiau už vienpusiame srovės (įtampos) lygintuve (1.26 pav.) gaunamą $I_{ef} \cong$ vertę (1.49).

Dvipusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės apkrovoje R_a vidutinė išlygintos pulsuojančios įtampos $u_{Ra} \cong$ rezistoriuje R_a vertė $U_v \cong$ yra:

$$U_v \cong = I_v \cong \cdot R_a = (2 \cdot U_{o Ra}) / \pi \cong 0,64 \cdot U_o, \quad (1.55)$$

ir efektinė išlygintos pulsuojančios įtampos $u_{Ra} \cong$ rezistoriuje R_a vertė $U_{ef} \cong$ yra:

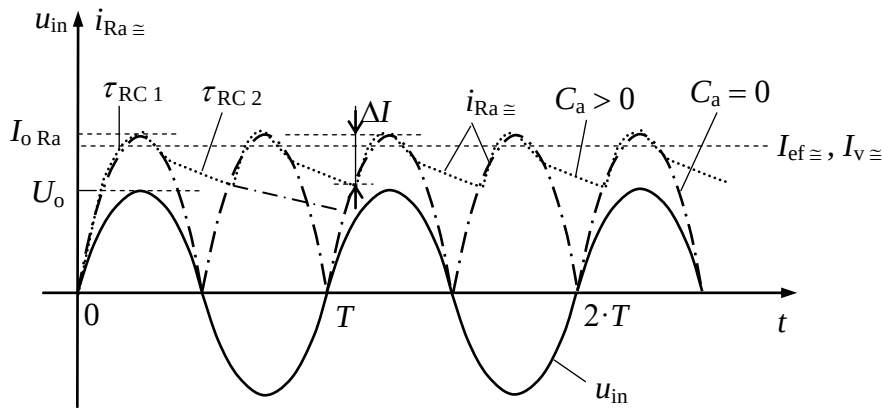
$$U_{ef} \cong = I_{ef} \cong \cdot R_a = (I_{o Ra} \cdot R_a) / 2 = U_{o Ra} / \sqrt{2} \cong U_o / \sqrt{2}. \quad (1.56)$$

Dvipusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės apkrovos rezistoriuje R_a suvartojama vidutinė galia P_a yra:

$$P_a = I_{ef} \cong \cdot U_{ef} \cong = (I_{o Ra} / \sqrt{2}) \cdot (U_{o Ra} / \sqrt{2}) = (I_{o Ra} \cdot U_{o Ra}) / 2 \cong (I_{o Ra} \cdot U_o) / 2, \quad (1.57)$$

Iš (1.57) matome, jog turime dvigubai didesnę vertę už galią (1.52), kuri išsiskiria vienpusio srovės (įtampos) lygintuvo apkrovoje R_a (1.26 pav.). Todėl dvipusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės apkrovos rezistoriuje R_a yra suvartojama visa įėjimo įtampos šaltinio $U_{in} \sim$ atiduodama galia ir tai yra esminis šios schemos pranašumas.

Dvipusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės (1.30 pav.) apkrovos rezistoriuje R_a , kaip ir vienpusiame srovės (įtampos) lygintuve (1.26 pav.), išlygintos srovės $i_{Ra} \cong$ pulsacijos koeficientas $\delta = \Delta I / I_{o Ra} = I_{o Ra} / I_{o Ra} = 1$, nes $C_a = 0$. Tačiau ir šiuo atveju, įjungus lygiagrečiai rezistoriui R_a šuntuojantį kondensatorių $C_a > 0$, arba dar geriau CLC – arba CRC – filtrus, pulsacijos koeficientas $\delta \ll 1$ ir išlygintos srovės $i_{Ra} \cong$ parametrai $I_{ef} \cong \approx I_v \cong \approx I_{o Ra}$. Tai yra parodyta 1.32 pav., čia kondensatoriaus C_a arba CLC –, arba CRC – filtrų veikia tokia pat, kaip ir anksčiau aprašytame vienpusiame srovės (įtampos) lygintuve, parodytame 1.28 pav.



1.32 pav. Dvipusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinių, parodytų 1.30 pav., įėjimo kintamosios harmoninės įtampos $u_{in}(t) = U_0 \cdot \sin(\omega \cdot t)$ ir išlygintos srovės $i_{Ra} \cong$, tekančios apkrovos rezistoriuje R_a , laikinės diagramos (čia antrajame puspriodyje brūkšnine-taškine kreive yra parodytas srovės $i_{Ra} \cong$ kitimas vienpusio lygintuvo atveju)

Čia taip pat būtina įsiminti, jog ir šiuo nagrinėjamu atveju, kai $\delta \ll 1$, vidutinė $U_v \cong$ (1.55) ir efektinė $U_{ef} \cong$ (1.56) išlygintos pulsuojančios įtampos $u_{Ra} \cong(t)$ rezistoriuje R_a vertės tampa lygios ir priartėja prie $U_0 R_a$ vertės – turime tapatybes: $U_v \cong \cong U_{ef} \cong \cong U_0 R_a \cong U_0$.

Kai įėjimo įtampos šaltinio $U_{in} \sim$ gnybtuose veikia teigiamas harmoninės įtampos $u_{in}(t)$ pusperiodis ($\Delta t_+ \Rightarrow 0 - T/2$), tai netransformatoriniame dvipusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės variante (1.30 pav., b) diodai D_2 ir D_4 praleidžia srovę, o diodai D_1 ir D_3 srovės nepraleidžia. Todėl apkrovos rezistoriumi R_a tuo laiko Δt_+ tarpu teka išlyginta pulsuojanti srovė $i_{Ra} \cong = u_{in}(t)/R_a$, tokio pat kaip įėjimo įtampa $u_{in}(t)$ pavidalo (1.31 pav.). Kai įėjimo įtampos šaltinio $U_{in} \sim$ gnybtuose veikia neigiamas harmoninės įtampos $u_{in}(t)$ pusperiodis ($\Delta t_- \Rightarrow T/2 - T$), tai diodai D_1 ir D_2 srovės nepraleidžia, o diodai D_3 ir D_4 – praleidžia, dėl ko apkrovos rezistoriumi R_a tuo laiko Δt_- tarpu teka tos pačios krypties išlyginta pulsuojanti srovė $i_{Ra} \cong = u_{in}(t)/R_a$, savo pavidalu pakartojanti įėjimo įtampą $u_{in}(t)$. Toliau, kai $t > T$, šis procesas kartojasi ir per apkrovą R_a teka pulsuojanti vienkryptė išlyginta srovė $i_{Ra} \cong$, kurios pulsacijų dažnis $\omega_{\cong} = 2 \cdot \omega$ (1.31 pav.), o visi kiti srovės $i_{Ra} \cong$ parametrai yra aprašyti anksčiau ((1.54)–(1.57)).

Akivaizdu, kad srovės (įtampos) lyginimo diodų D_1 – D_4 tiltas (1.30 pav., b) prie įėjimo įtampos šaltinio $U_{in} \sim$ gnybtų gali būti prijungiamas ir per transformatorių – aukštinantį, žeminantį arba nekeičiantį įėjimo įtampos $u_{in}(t)$ amplitudės $U_{0 in}$ vertės. Būtina įsiminti, jog srovės (įtampos) lyginimo grandinėje nuosekliai lyginančiajam diodui D negali būti įjungto skiriamąjo kondensatoriaus, nes tokiu atveju išlygintos srovės $i_{\cong}$ vidutinė vertė $I_v \cong = 0$ ir iš čia matome – diodas arba diodai veikia tik tokioje grandinėje, kurioje gali tekėti pastovioji srovė. Kita vertus, būtina atkreipti dėmesį į tai, kad netransformatoriniame dvipusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės variante (1.30 pav., b), įėjimo grandinė – įėjimo įtampos šaltinis $U_{in} \sim$ negali turėti bendros „žemės“ su apkrova R_a , o transformatoriniame dvipusės kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinės variante (1.30 pav., a) šis reikalavimas nėra principinis. Tačiau saugos reikalavimai draudžia „įžeminti“ transformatoriaus pirminę I apviją, išskyrus tą atvejį, kai elektros tinklo jungtis turi specialiai padarytą mechaninę markiruotę, kuri užtikrina tinklo „fazės“ (L) ir „neutralės“ (N) (arba „nulio“) prijungimą vieninteliu būdu – „nulio“ sujungimą su „žeme“.

2. Detektorinis diodas – skirtas moduluotos amplitudės (AM) aukštojo ir didesnio dažnio įėjimo signalui $u_{in}(t) = U_0(t) \cdot \sin(\omega_N \cdot t)$ keisti (detektuoti) į išlygintą pulsuojančią srovę $i_{\cong}(t)$ arba įtampą $u_{\cong}(t)$, atitinkančią įėjimo signalo amplitudės $U_0(t)$ kitimą: $i_{\cong}(t) \sim U_0(t)$ arba $u_{\cong}(t) \sim U_0(t)$, arba keisti į išlygintą srovę $I_{\cong}$ arba įtampą $U_{\cong}$, kai aukšto ir didesnio dažnio

įėjimo signalas $u_{in}(t)$ nėra moduluotas ($U_o(t) = \text{const}$), čia ω_N – signalo $u_{in}(t)$ nešlio dažnis.

Detektorinio diodo *pagrindiniai parametrai* yra šie:

$I_{t \max}$ – didžiausioji (maksimali) tiesioginė pastovioji srovė;

$I_{a \max}$ – didžiausioji atgalinė pastovioji srovė, esant pasirinktai atgalinei įtampai $U_{AK} < 0$;

U_d – įtampa diode, esant pasirinktai tiesioginei pastoviajai srovei $I_d = 0,1 \cdot I_{t \max}$;

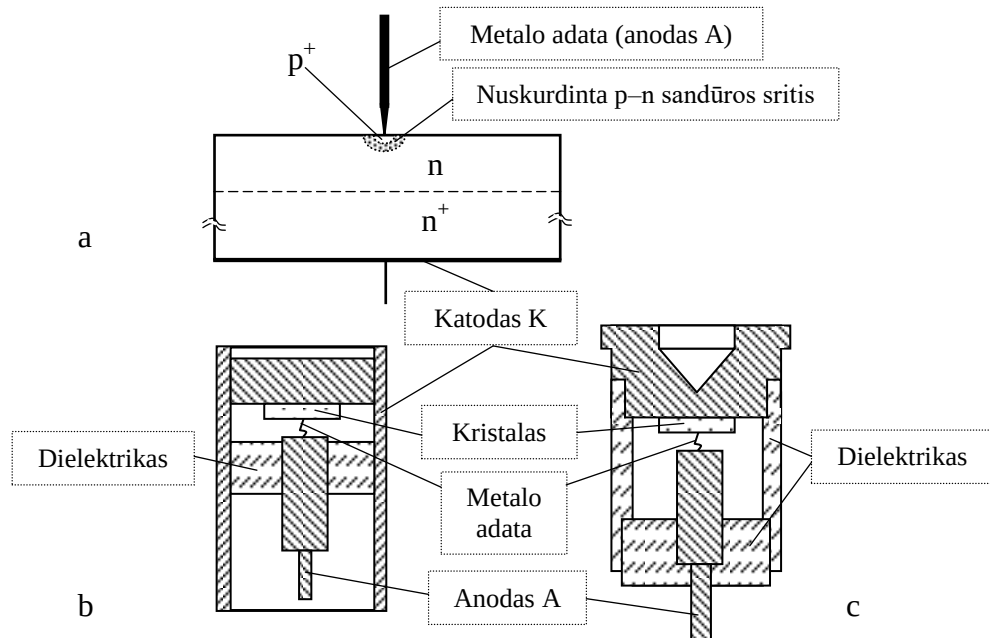
$U_{AK \max}$ – didžiausioji atgalinė įtampa, esant pasirinktai atgalinei pastoviajai srovei $I_a = 0,1 \cdot I_d$;

$f_{\max}$ – didžiausias (maksimalus) kintamosios įėjimo srovės $I_{\sim}$ arba įtampos $U_{\sim}$ dažnis, kuriam esant išlyginta nuolatinė srovė $I_{\equiv} = 0,9 \cdot I_{\sim}^*$, kai $f = f_{\max}$, čia $I_{\sim}^*$, kai $f = 50 \text{ Hz}$;

C_{pn0} – barjerinė talpa, kai įtampa diode yra lygi nuliui ($U_{AK} = 0$).

Pagrindinis detektorinio diodo skirtumas nuo lyginančiojo diodo yra maža p–n sandūros barjerinė talpa $C_{pn0} \leq 1 \text{ pF}$. Todėl detektorinio diodo p–n sandūra yra padaryta taškinės konstrukcijos, nes tai leidžia gerokai sumažinti p–n sandūros plotą S_{pn} (1.40), kartu ir barjerinę talpą C_{pn0} .

2.1. **Taškinis detektorinis diodas** yra padarytas taip, kaip parodyta 1.33 pav.



1.33 pav. Taškinio diodo konstrukcija (a) ir SAD detektorių pjūviai (b), (c)

Iš 1.33 pav. parodytos taškinio detektoriaus konstrukcijos matome, jog taškinis detektorinis diodas yra sudarytas iš metalinės adatos A, kurios smaigalys yra prispaustas prie n– puslaidininkio plokštelės paviršiaus.

Taškinės konstrukcijos detektorinio diodo gamybos proceso metu per adatos A ir n– puslaidininkio kontaktą yra leidžiamas santykinai trumpas ir pakankamai stiprios srovės impulsas, kurio metu kontaktinė sritis įkaista iki lydimosi temperatūros ir susiformuoja labai mažo ploto p^+ – sritis. Todėl yra gaunama stabili taškinė p–n sandūra ir šio proceso metu reikiamos akceptorijų priemaišos N_a į n– puslaidininkį patenka difuzijos būdu iš išsilydžiusio adatos legiruoto metalo.

Akivaizdu, jog detektorinių diodų didžiausios įtampos ir maksimalios srovės vertės yra daug kartų mažesnės už lyginančiųjų diodų atitinkamus parametrus. Tačiau dėl mažos barjerinės talpos C_{pn0} taškinių detektorinių diodų didžiausias veikos dažnis $f_{\max}$ siekia dešimtis GHz ir daugiau – veikia superaukštų dažnių (SAD) diapazone, kuris taip pat yra vadinamas mikrobangų diapazonu. Todėl akivaizdu, jog taškinio detektoriaus konstrukcija

turi atitikti SAD sistemų reikalavimus, o būtent diodo korpuso konstrukcija turi būti minimalių parazitinių reaktyviųjų parametrų. SAD taškinių detektorių konstrukcijos pjūviai yra parodyti 1.33 pav., b, c.

Detektorinio diodo jungimo grandinė atitinka vienpusės kintamosios srovės lyginančiojo diodo jungimo grandinę, parodytą 1.28 pav., a. Esminis skirtumas tarp šių grandinių yra tas, jog detektorinės grandinės atveju kondensatoriaus C_a talpa yra parenkama iš sąlygos:

$$1/(\omega_M \cdot C_a) \geq (5 - 10) \cdot R_a, \quad (1.57a)$$

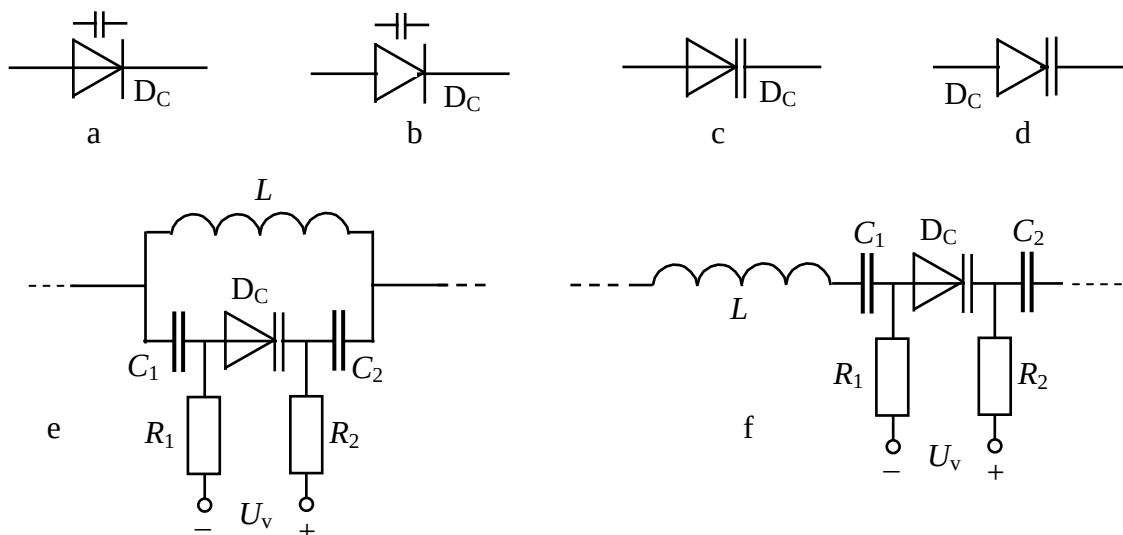
čia: ω_M – moduliuojančiojo signalo dažnis, kuris įprastai yra daug mažesnis už nešlio dažnį $\omega_N \gg \omega_M$.

Iš sąlygos (1.57a) parinkta C_a vertė automatiškai tenkina ir šią sąlygą:

$$1/(\omega_N \cdot C_a) \ll R_a, \quad (1.57b)$$

dėl to apkrovoje R_a nėra signalo nešlio sando, nes kondensatoriaus C_a varža esant šiam dažniui yra labai maža ir atlieka trumpinančiojo šunto vaidmenį.

3. **Varikapas** (D_C) – kintamosios talpos C_{pn} puslaidininkinis diodas, kurio pagrindinė paskirtis yra įtamos U_v valdomas kintamosios talpos kondensatorius $C(U_v)$. Varikapo D_C grafiniai simboliai yra parodyti 1.34 pav., a–d.



1.34 pav. Varikapo D_C grafiniai simboliai (a–d) ir jo jungimo į rezonansinį LC –kontūrą būdai: e – lygiagrečiame LC –kontūre, f – nuosekliame LC –kontūre

Iš dviejų puslaidininkinio diodo p–n sandūros talpų C_{pn} ir $C_{pn d}$, varikape yra naudojama barjerinė talpa C_{pn} , nes difuzinė talpa $C_{pn d}$, kai per diodą teka tiesioginė srovė I_b , yra šuntuojama maža p–n sandūros omine varža R_{pn} ir tokio kondensatoriaus kokybė Q_C taip pat yra prasta. Kita vertus, difuzinė talpa $C_{pn d}$ priklauso nuo dažnio ω , o tai yra nepageidautinas reiškinys. Taigi, iš to, kas čia yra pasakyta, matome, jog varikapas į elektronines grandines turi būti jungiamas taip, kad jo talpos C_{pn} valdymo grandinė neturėtų įtakos kitoms elektroninio įtaiso grandinės dalims. Pavyzdžiui, kai varikapas yra naudojamas LC –kontūro rezonansiniam dažniui $f_0 = 1/[2 \cdot \pi \cdot (L \cdot C)^{1/2}]$ keisti elektroniniu būdu, būtina užtikrinti, kad varikapo valdymo grandinė nešuntuotų LC –kontūro ir taip garantuotų pakankamai gerą jo kokybę Q_{LC} . Šias sąlygas tenkinanti grandinė yra parodyta 1.34 pav., e ir f, kur valdymo grandinės kondensatorių C_1 ir C_2 talpos yra parenkamos daug didesnės už varikapo D_C didžiausiąją talpos C_{pn} vertę $C_{pn \max} \ll C_{1, 2}$, o prievaržių $R_{1, 2}$ varžos yra parenkamos kuo didesnių verčių – 100 k Ω –1 M Ω , tačiau kelis kartus mažesnės už varikapo D_C varžą $R_{DC a}$ atgaline kryptimi ($R_{1, 2} \ll R_{DC a}$).

Varikapo pagrindiniai parametrai yra šie:

$I_{t \max}$ – didžiausioji (maksimali) tiesioginė pastovioji srovė;

$I_{a \max}$ – didžiausioji atgalinė pastovioji srovė, esant pasirinktai atgalinei įtampai $U_{AK} < 0$;

U_d – įtampa diode, esant pasirinktai tiesioginei pastoviajai srovei $I_d = 0,1 \cdot I_{t \max}$;

$U_{AK \max}$ – didžiausioji atgalinė įtampa, esant pasirinktai atgalinei pastoviajai srovei $I_a = 0,1 \cdot I_d$;

$C_{pn \max} \approx C_{pn 0}$ – didžiausioji varikapo talpa, esant minimaliai pasirinktai atgalinei įtampai ($-1 \text{ V} < U_{AK \min} < 0$);

$C_{pn \min}$ – mažiausioji (minimali) varikapo talpa, esant maksimaliai pasirinktai atgalinei įtampai $-U_{AK \max}$;

$k_C = C_{pn \max} / C_{pn \min}$ – barjerinės talpos kitimo koeficientas;

Q_{Cv} – varikapo vardinė kokybė, esant pasirinktam dažnių diapazonui Δf ;

M – laipsnio rodiklis barjerinės talpos C_{pn} priklausomybėje nuo atgalinės įtampos $-U_{AK}$ (1.45).

Varikapo pagrindinių parametų sistemoje laipsnio rodiklis M barjerinės talpos C_{pn} priklausomybėje (1.45) nuo atgalinės įtampos $-U_{AK}$ yra įskaitomas taip:

$$C_{pn} = C_{pn 0} \cdot [\varphi_k / (\varphi_k + |U_{AK}|)]^M, \quad (1.58)$$

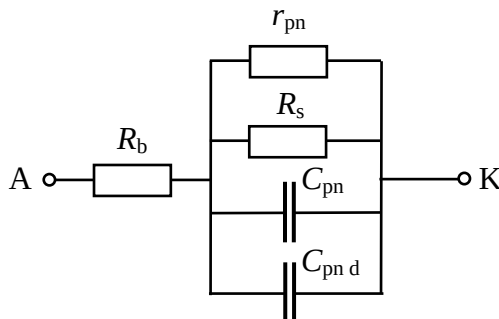
čia $M = 1/2$ – staigiajai p–n sandūrai ir $M = 1/3$ – tolydžiajai p–n sandūrai.

Varikapo kokybė Q_C , kaip ir bet kurio kito kondensatoriaus C , yra nusakoma talpos C kompleksinės varžos Z_C reaktyviojo $\text{Im } Z_C = Z_{im}$ ir aktyviojo $\text{Re } Z_C = Z_{re}$ sandų santykiu:

$$Q_C = Z_{im} / Z_{re} \sim 1 / \text{tg } \delta, \quad (1.59)$$

čia: $\delta = \pi / 2 - \arctg (Z_{im} / Z_{re})$ – kondensatoriaus C nuostolių kampas, kuris yra susijęs su kondensatorių šuntuojančia omine varža, pavyzdžiui, dėl nuostolių dielektrike ε .

Kompleksinę p–n sandūros varžą $Z_{pn} = Z_{re} + j Z_{im}$ surasime pasitelkę p–n sandūros ekvivalentinę grandinę kintamajam signalui. Ji yra parodyta 1.35 pav.



1.35 pav. Diodo p–n sandūros ekvivalentinė grandinė kintamajam signalui

1.35 pav. parodytoje ekvivalentinėje grandinėje, be jau žinomų dydžių – barjerinės C_{pn} ir difuzinės $C_{pn d}$ talpų, yra naudojami papildomi parametrai: r_{pn} – p–n sandūrą šuntuojanči difuzinė – diferencialinė varža; R_b – ominių kontaktų A ir K bei diodo bazės – silpniau legiruotos n– arba p– srities varža; R_s – nuotėkio varža, susijusi su atgaline sotes srove I_s (1.28). Čia pasakytina, kad yra įprasta diodo baze vadinti mažiau legiruotą p–n sandūros sritį, pavyzdžiui, taškinio diodo atveju (1.33 pav.) bazė yra n– puslaidininkio plokštelė. Stipriau legiruota puslaidininkinė sritis yra vadinama diodo emiteriu ir taškinio diodo atveju (1.33 pav.) emiteris yra p^+ – sritis.

Varikapas elektronikos grandinėse yra *visada įjungtas atgaline kryptimi*. Todėl galioja sąlyga $C_{pn d} \ll C_{pn}$ ir iš čia darome išvadą, kad ekvivalentinėje schemeje (1.35 pav.) difuzinę varikapo talpą $C_{pn d}$ galima atmesti. Lygiagrečiai sujungtų rezistorių r_{pn} ir R_s bendrą varžą pažymėsime dydžiu $R^* = r_{pn} \cdot R_s / (r_{pn} + R_s)$. Iš čia kompleksinę varikapo p–n sandūros varžą (impedansą) Z_{pn} galima išreikšti taip:

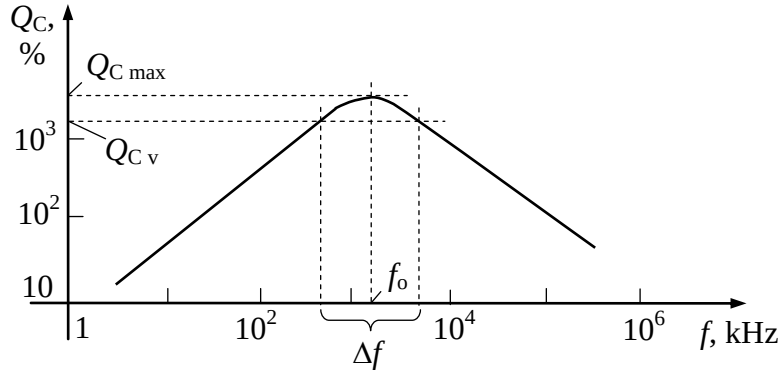
$$Z_{pn} = R_b + [R^*/(j \cdot \omega \cdot C_{pn})]/[R^* + 1/(j \cdot \omega \cdot C_{pn})] =$$

$$= R_b + R^*/[(\omega \cdot C_{pn} \cdot R^*)^2 + 1] - j \cdot \{(\omega \cdot C_{pn} \cdot R^{*2})/[(\omega \cdot C_{pn} \cdot R^*)^2 + 1]\}. \quad (1.60)$$

Iš (1.59) ir (1.60) gauname:

$$Q_C = \omega \cdot C_{pn} \cdot R^{*2}/\{R_b \cdot [1 + (R^* \cdot \omega \cdot C_{pn})^2] + R^*\}. \quad (1.61)$$

Tipinė varikapo kokybės Q_C priklausomybė nuo dažnio $f = \omega/(2 \cdot \pi)$ yra parodyta 1.36 pav.



1.36 pav. Tipinė varikapo kokybės Q_C priklausomybė nuo dažnio $f = \omega/(2 \cdot \pi)$

Iš 1.36 pav. matome, kad Q_C maksimumas yra dažnių diapazone $\Delta f = 1 - 10$ MHz.

Pagrindinės varikapo taikymo elektronikoje sritys yra elektroninis RLC – bei CRC –kontūrų rezonansinio dažnio f_0 keitimas, aukštojo dažnio signalų stiprinimas ir generacija (parametriniai diodai), dažnių dauginimas ir t. t. Įprastai $\Delta f \leq f_0 \pm 0,1 \cdot f_0$.

4. **Stabilitronas** (D_{st}) – puslaidininkinis diodas, kurio pagrindinė paskirtis yra stabilizuoti (pastovinti) įtampą. Stabilitrono grafiniai simboliai yra parodyti 1.37 pav.



1.37 pav. Stabilitrono D_{st} grafiniai simboliai

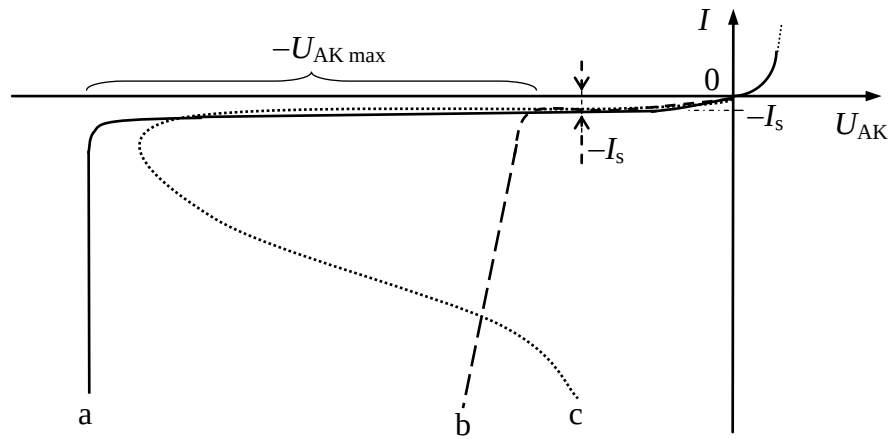
Iš diodo VACH (1.18 pav.) matyti, kad įtampai stabilizuoti gali būti panaudota tiesioginė – difuzinė VACH sritis. Tačiau šiuo atveju stabilizuotos įtampos vertė U_p yra apibrėžta galimų įtampos U_d verčių. Įvairių puslaidininkinių medžiagų šios vertės yra diapazone $\Delta U_d = 0,3 - 1,2$ V. Akivaizdu, jog elektronikoje to aiškiai nepakanka, todėl įtampai stabilizuoti yra naudojama diodo atgalinė – dreifinė VACH sritis. Tačiau anksčiau minėjome, kad paprasti puslaidininkiniai diodai šiomis sąlygomis neveikia, nes atgalinei įtampai $U_{AK} < 0$ pasiekus $-U_{AK \max}$ vertę, įvyksta atgalinis pramušimas (1.18 pav.), kurio metu diodo p–n sandūroje įvyksta lokaliniai perkaitimai ir diodas negrįžtamai sugenda, sakome sudega. Todėl, gaminant stabilitronus, yra taikomos specialios priemonės, siekiant išvengti šiluminio pramušimo atgalinėje diodo VACH srityje.

1.38 pav. yra parodytos galimos p–n sandūros atgalinio pramušimo tipinės VACH, kai atgalinė įtampa $|U_{AK}|$ viršija atgalinę pramušimo įtampą $|U_{AK \max}| \Rightarrow |U_{AK}| > |U_{AK \max}|$.

Iš 1.38 pav. matome, jog pramušimo metu atgalinė p–n sandūros srovė $-I_a \cong \text{const}$, kai $|U_{AK}| < |U_{AK \max}|$, o kai $|U_{AK}| \geq |U_{AK \max}|$, atgalinės srovės $-I_s$ modulio vertės I_s labai staigiai didėja ir šį didėjimą nusako skirtingi fizikiniai vyksmai p–n sandūroje.

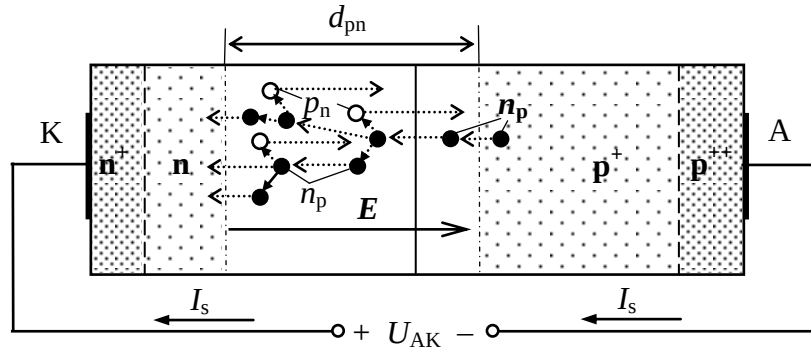
Išnagrinėsime galimus p–n sandūros atgalinio pramušimo *fizikinius vyksmus*.

Griūtinis pramušimas (lavininis pramušimas) – staigus krūvininkų skaičiaus



1.38 pav. Galimos p–n sandūros atgalinio pramušimo tipinės VACH, kai yra tenkinama sąlyga $|U_{AK}| > |U_{AK \max}|$, čia kreivė a – griūtinis arba lavininis pramušimas, b – tunelinis pramušimas ir c – šiluminis pramušimas

nuskurdintoje p–n sandūros srityje didėjimas stipriame suminiame elektriniame lauke $\vec{E}_{pn}$ (1.38 pav., kreivė a). Ši situacija yra pavaizduota 1.39 pav.



1.39 pav. Krūvininkų skaičiaus didėjimo procesas nuskurdintoje p–n sandūros srityje d_{pn} griūtinio (lavininio) pramušimo metu

Iš 1.39 pav. matome, kad jame yra parodyta atgaline kryptimi įjungtos p–n sandūros nuskurdinta sritis d_{pn} ir krūvininkų – elektrono (●) ir skylės (○) poros generacijos procesas stipriame elektriniame lauke $\vec{E}_{pn}$, kuris yra sąlygojamas atgalinės įtampos $-U_{AK}$ ir p–n sandūros vidinio lauko $\vec{E}_{pn0}$ sumos $E_{pn} = \vec{E}_{pn0} + |U_{AK}|/d_{pn} \geq \vec{E}_{pn0}$.

Didėjant atgalinės įtampos $U_{AK} < 0$ moduliui $|U_{AK}|$, nuskurdintos srities storis d_{pn} taip pat didėja (1.41). Kol įtampa $|U_{AK}| < |U_{AK \max}|$, per p–n sandūrą teka santykinai nedidelė dreifinė atgalinė sotes srovė $-I_s$ (1.28), kurią lemia šalutinių krūvininkų – elektronų ir skylių tankiai n_p ir p_n (1.34) atitinkamose p– ir n– neutraliose srityse. Dažniausiai elektronų n_p judris $\mu_n \gg \mu_p$ – skylių p_n judris, ir todėl šiuo atveju atgalinę sotes srovę $-I_s$ sudarys išimtinai elektronų ($n_p \cdot \Delta V$) srautas iš p^+ srities – emiterio į n– sritį – bazę. Akivaizdu, jog bendru atveju reikia įskaityti ir n– srityje esančių skylių ($p_n \cdot \Delta V$) įtaką srovės $-I_s$ vertei, taip pat d_{pn} vertės įtaką termogeneruojamų krūvininkų porų nuskurdintoje p–n sandūros srityje skaičiui. Kai aplinkos temperatūra $T = \text{const}$, elektronų tankis $n_p = \text{const}$. Todėl didėjant atgalinei įtampai $|U_{AK}| \leq |U_{AK \max}|$, atgalinė sotes srovė $I_s \cong \text{const}$, nes tai lemia elektronų ($n_p \cdot \Delta V$) dreifinis greitis $v_{drf(n)} = v_s \cong \text{const}$, čia v_s – šalutinių krūvininkų dreifinio greičio $v_{drf(n, p)}$ didžiausia vertė – sotes greitis. Taigi, didėjant atgalinei įtampai $|U_{AK}|$ šio vyksmo metu p–n sandūros nuskurdintoje srityje d_{pn} didėja suminio elektrinio lauko stipris E_{pn} ir kartu didėja

elektronų ($n_p \cdot \Delta V$) dreifinis greitis $v_{\text{drf}(n)} \Rightarrow v_s$, bei jų vidutinė kinetinė energija $\bar{\varepsilon}_k$. Kai $U_{AK} \cong U_{AK \text{ max}}$, elektronų ($n_p \cdot \Delta V$) vidutinė kinetinė energija $\bar{\varepsilon}_k$ pasiekia pakankamą vertę $\varepsilon_{k \text{ max}} = m_n \cdot v_{\text{drf}(n) \text{ max}}^2 / 2$ puslaidininkio medžiagos gardelės atomui jonizuoti ir vykstant jonizacijai yra generuojama krūvininkų pora – elektronas $\bullet$ ir skylė $\circ$. Šiam vyksmui yra būtina sąlyga $d_{pn} > l_n$ – elektronų ($n_p \cdot \Delta V$) laisvojo lėkio ilgis – vidutinis atstumas tarp dviejų gretutinių sąveikos vyksmų – tarp elektrono ir gardelės atomo, bei $v_{\text{drf}(n) \text{ max}} < v_s$. Jonizacijos procese atsiradę antriniai elektronai ($n \cdot \Delta V$)^{*} kartu su pirminiais elektronais ($n_p \cdot \Delta V$) yra toliau greitinami suminio elektrinio lauko E_{pn} ir jie visi kartu jonizuoja jau dvigubai daugiau gardelės atomų, ir t. t. Jeigu yra tenkinama sąlyga $d_{pn} > l_p$ – skylių ($p_n \cdot \Delta V$) laisvojo lėkio ilgis ir $v_{\text{drf}(p) \text{ max}} < v_s$, jonizacijos procese atsiradusios skylės elektrinio lauko E_{pn} yra greitinamos priešinga elektronų judėjimui kryptimi, ir skylės ($p_n \cdot \Delta V$) taip pat jonizuoja gardelės atomus, taip sukurdamos papildomų krūvininkų ($n \cdot \Delta V$)^{*} = ($p \cdot \Delta V$)^{*} poras. Šie krūvininkai, savo ruožtu, generuoja kitas krūvininkų poras ($n \cdot \Delta V$)^{**} = ($p \cdot \Delta V$)^{**}, ir t. t. Taigi nuskurdintoje p–n sandūros srityje d_{pn} vyksta griūtinis (lavininis) krūvininkų skaičiaus didėjimas geometrine progresija, sukeliantis staigų atgalinės srovės $-I_a$ modulio I_a didėjimą ($|I_a| \gg |I_s|$). Šio vyksmo metu atgalinė įtampa $-U_{AK}$ diode išlieka faktiškai pastovi – $U_{AK} \cong U_{AK \text{ max}} \cong \text{const}$, nes veikia savireguliacijos grįžtamasis ryšys tarp atgalinės srovės $-I_a$ ir atgalinės įtampos $-U_{AK}$. Šis savireguliacijos grįžtamasis ryšys užtikrina pastovią krūvininkų generaciją nuskurdintoje p–n sandūros srityje ir veikia taip. Tegu p–n sandūros pramušimo metu diodo atgalinės įtampos $-U_{AK}$ modulis $|U_{AK}|$ truputį sumažėja ir todėl yra tenkinama nelygybė $|U_{AK}| \leq |U_{AK \text{ max}}|$. Tokiu atveju labai sparčiai – beveik akimirksniu išnyksta griūtinis pramušimas ir padidėja p–n sandūros ominė varža R_{pn} , nes sumažėja laisvųjų krūvininkų tankis nuskurdintoje p–n sandūros srityje d_{pn} . Todėl atgalinės įtampos $-U_{AK}$ modulis $|U_{AK}|$ diode vėl padidėja ir dėl to atkuria nelygybę $|U_{AK}| \geq |U_{AK \text{ max}}|$, dėl to griūtinis pramušimas vyksta toliau. Kitu atveju, tegul p–n sandūros pramušimo metu diodo atgalinės įtampos $-U_{AK}$ modulis $|U_{AK}|$ truputį padidėja – $|U_{AK}| \geq |U_{AK \text{ max}}|$. Šiuo atveju p–n sandūros ominė varža R_{pn} sumažėja, nes padidėja laisvųjų krūvininkų tankis nuskurdintoje p–n sandūros srityje d_{pn} ir todėl įtampos $-U_{AK}$ modulis $|U_{AK}|$ diode taip pat sumažėja, todėl yra tenkinama nelygybė $|U_{AK}| \leq |U_{AK \text{ max}}|$, dėl to sumažėja laisvųjų krūvininkų tankis nuskurdintoje p–n sandūros srityje d_{pn} . Toliau procesai kartojasi jau aprašytu būdu ir vyksta savireguliacijos reiškiny. Taigi, p–n sandūros griūtinio pramušimo metu atgalinės įtampos $-U_{AK}$ modulis $|U_{AK}|$ diodo kontaktuose A–K tenkina šią sąlygą: $|U_{AK}| \cong |U_{AK \text{ max}}| \cong \text{const} = U_p$ – *pastovinimo (stabilizacijos) įtampa*.

Akivaizdu, kad skylės p_n iš n– srities taip pat patenka į nuskurdintą p–n sritį d_{pn} ir čia jau aprašytu būdu sukelia papildomą griūtinį staigų krūvininkų porų skaičiaus didėjimą.

Diodo p–n sandūros griūtiniam pramušimui aprašyti yra naudojama empirinė išraiška:

$$M = I_a / I_s = [1 - (|U_{AK}| / U_p)^c]^{-1}, \quad (1.62)$$

čia: M – griūties didėjimo faktorius; c – laipsnio rodiklis, priklausantis nuo puslaidininkinės medžiagos ($c = 2-6$) (čia pasakysime, jog turi būti tenkinama sąlyga $|U_{AK}| \leq U_p$).

Iš (1.62) matome, kai $|U_{AK}| \Rightarrow U_p$, griūties didėjimo faktorius $M \Rightarrow \infty$. Pastovinimo įtampa U_p priklauso nuo diodo bazės (1.39 pav. ją atitinka n– sritis) savitosios varžos ρ_b taip:

$$U_p = a \cdot \rho_b^m, \quad (1.63)$$

čia koeficientas a ir laipsnio rodiklis m priklauso nuo puslaidininkio medžiagos ir laisvųjų krūvininkų tipo joje – skylės p ar elektronai n .

Empirinėse išraiškose (1.62) ir (1.63) dydžių c , a ir m duomenys, leidžiantys apskaičiuoti pastovinimo įtampos U_p vertę, yra pateikti 1-oje lentelėje.

Iš 1-os lentelės matome, jog įtampa U_p tuo didesnė, kuo mažiau atitinkamomis priemaisomis yra legiruota diodo bazė, tai kyla iš priklausomybės $\rho_b \sim 1/N_{d,a}$. Iš 1-os lentelės taip pat matome, kad griūtinio pramušimo metu stabiltronų pastovinimo įtampa U_p yra diapazone $U_p = 7-200$ V.

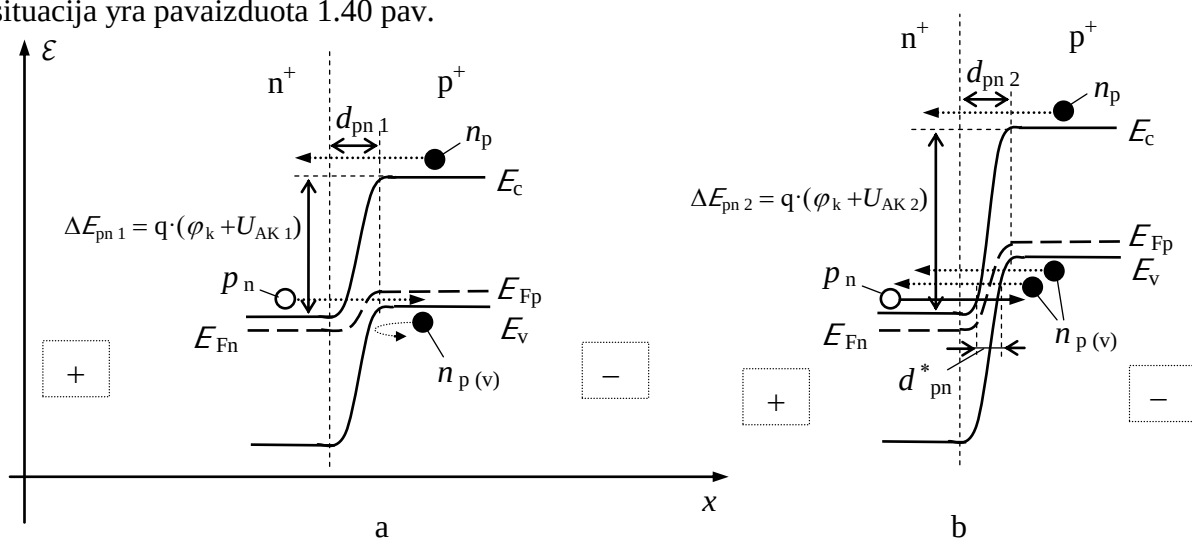
Puslaidininkio medžiaga	Diodo bazės laidumo tipas	c	a	m
Germanis (Ge)	Elektroninis (n–)	3	83	0,6
	Skylinis (p–)	5	52	0,6
Silicis (Si)	Elektroninis (n–)	5	86	0,65
	Skylinis (p–)	3	23	0,75

Stabilitrono D_{st} griūtinio pramušimo metu iš (1.62) galima apskaičiuoti p–n sandūros diferencialinę varžą r_p įtampos pastovinio srityje kintamajai srovei:

$$r_p = \Delta U_{AK} / \Delta I_a = [U_{AK} / (c \cdot I_a)] \cdot [1 - (|U_{AK}| / U_p)^c] / (|U_{AK}| / U_p)^c, \quad (1.64)$$

iš čia randame, kai, pavyzdžiui, $U_p = 100$ V, $I_a = 10$ mA, $c = 3$ ir $U_{AK} / U_p = 0,99$, tai tokio diodo (stabilitrono) diferencialinė varža $r_p \cong 100 \Omega$.

Tunelinis pramušimas – staigus atgalinės srovės $-I_a$ per p–n sandūrą didėjimas dėl tunelinio efekto (1.38 pav., kreivė b), kai $d_{pn} < l_{n, p}$. Esant šiai sąlygai, laisvieji krūvininkai, pralėkdami nuskurdintą p–n sandūros sritį d_{pn} , nespėja įgyti pakankamos vidutinės kinetinės energijos ε_k , kuri yra būtina puslaidininkio medžiagos gardelių atomų jonizacijos veikai atlikti. Tačiau, esant pakankamai stipriam n– ir p– sričių legiravimui atitinkamomis priemaišomis N_d ir N_a , p–n sandūros nuskurdintos srities storis d_{pn} yra gana mažas (1.38). Todėl krūvininkai, neturėdami pakankamos kinetinės energijos ε_k barjerui ΔE_{pn} įveikti, tai atitinka nelygybę $\varepsilon_k < \Delta E_{pn}$, gali tuneliuoti per uždarytą p–n sandūrą, t. y. atgaline kryptimi. Ši situacija yra pavaizduota 1.40 pav.



1.40 pav. Atgaline kryptimi įjungtos stipriai legiruotos p⁺–n⁺ sandūros energinės diagramos, kai atgalinė įtampa: a – $|U_{AK1}| < U_p$; b – $|U_{AK2}| \geq U_p$

1.40 pav. yra parodytos atgaline kryptimi įjungtos stipriai legiruotos p–n sandūros energinės diagramos, esant atgalinei įtampai $|U_{AK1}| < |U_p|$ (a) ir $|U_{AK2}| \geq |U_p|$ (b).

Iš 1.40 pav., a, matome: kai $U_{AK} \leq 0$, per p–n sandūros barjerą ΔE_{pn} gali dreifuoti tik šalutiniai krūvininkai n_p ir p_n bei valentiniai ryšio elektronai $n_{p(v)}$, esantys p⁺ srityje, kurių judėjimą valentinėje juostoje E_v aprašome skylėmis p_p . Šalutinių krūvininkų tankių n_p ir p_n vertės lemia atgalinės srovės $-I_s$ vertę, kuri yra kelių ir daugiau μA eilės. Valentiniai ryšio elektronai $n_{p(v)}$ iš p⁺ srities gali tuneliuoti į laidumo juostą E_c , esančią n⁺ srityje, tik tuo atveju, kai ten yra to paties energinio lygio laisvų energinių lygmenų – būsenų. Taigi, kol turime sąlygą $|U_{AK}| \leq U_p$, elektronai $n_{p(v)}$ iš p⁺ srities negali tuneliuoti į laidumo juostą E_c ,

esančią n^+ srityje, nes prie pat jos dugno E_c nėra laisvų energinių lygmenų elektronams – jie yra užimti pagrindinių elektronų n_n . Todėl, mažėjant atgalinei įtampai $-U_{AK}$ iki pastovinimo įtampos $-U_p$, per diodą teka beveik pastovi mažos vertės atgalinė soties srovė $-I_s$ (1.28). Kai $-U_{AK} \leq -U_p$ (1.40 pav., b), p^+ srityje valentinės juostos lubos E_v „pakyla“ pakankamai „aukštai“ nuo laidumo juostos dugno E_c , esančio n^+ srityje, ir todėl p^+ srities valentiniam elektronams $n_{p(v)}$ atsiranda laisvi energiniai lygmenys laidumo juostoje E_c , esančioje n^+ srityje. Iš čia matome, jog šių elektronų $n_{p(v)}$ tuneliavimo tikimybė labai padidėja ir todėl teka stipri atgalinė tunelinė srovė $-I_{a\,tn} \ll -I_s$.

Iš kvantinės mechanikos žinome, jog laisvos dalelės tuneliavimo tikimybė ψ per stačiakampį potencialinį barjerą ΔE yra apskaičiuojama taip:

$$\psi = \psi_0 \cdot \exp(-\Psi \cdot d \cdot \Delta E^{1/2}), \quad (1.65)$$

čia: ψ_0 ir Ψ – pastovus daugikliai; d – barjero plotis; ΔE – barjero energinis aukštis.

Iš 1.40 pav., b, staigiosios p–n sandūros formulę (1.65) parašome taip:

$$\psi = \psi_0 \cdot \exp(-\Psi \cdot d_{pn}^* \cdot E_g^{1/2}), \quad (1.66)$$

iš kurios matome, jog per uždarytą p–n sandūrą, t. y. atgaline kryptimi, krūvininkų tuneliavimo tikimybė ψ didėja, mažėjant p–n sandūros nuskurdintos srities susiklojančios dalies storiui d_{pn}^* ir mažėjant puslaidininkinės medžiagos draustinės energijos juostos pločiui E_g , čia d_{pn}^* – atstumas tarp susiklojančių energinių laidumo E_c ir valentinės E_v juostų atitinkamai n^+ ir p^+ srityse.

Kai diodo atgalinė įtampa $|U_{AK}| \gg \phi_k$, galima parašyti:

$$d_{pn}^* = d_{pn} \cdot E_g / (q \cdot |U_{AK}|) = E_g / (q \cdot E_{pn}), \quad (1.67)$$

čia $E_{pn} = U_{AK} / d_{pn}$ – elektrinio lauko stipris nuskurdintoje p–n sandūros srityje.

Iš (1.41) matome, kad $d_{pn} \sim (U_{AK})^{1/2}$ ir todėl iš (1.41), (1.66) ir (1.67) galima parašyti:

$$\begin{aligned} \psi &\approx \psi_0 \cdot \exp[-\Psi \cdot E_g^{3/2} / (q \cdot E_{pn})] = \\ &= \psi_0 \cdot \exp[-\Psi_0 \cdot E_g^{3/2} / (U_{AK})^{1/2}], \end{aligned} \quad (1.68)$$

čia $\Psi_0 = \{ \Psi \cdot [\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot (1/N_d + 1/N_a)]^{1/2} \} / q^{3/2}$.

Akivaizdu, kad p–n sandūros atgalinė tunelinė srovė $-I_{a\,tn}$ yra proporcinga tuneliavimo tikimybei ψ ir todėl galima parašyti:

$$I_{a\,tn} \approx \psi \cdot S_{pn} = \psi_0 \cdot S_{pn} \cdot \exp[-\Psi_0 \cdot E_g^{3/2} / U_{AK}^{1/2}]. \quad (1.69)$$

Iš (1.69) matome, jog tunelinis pramušimas galimas tik p–n sandūroje su santykinai stipriai legiruotomis n^+ ir p^+ sritimis (1.40 pav.). Pastovinimo įtampa U_p yra nustatoma iš sąlygos $|U_p| = |U_{AK}|$, kuriai esant atgalinė p–n sandūros tunelinė srovė $I_{a\,tn} = 10 \cdot I_s$. Kita vertus, gauta išraiška (1.69) nėra tiksli, nes elektrinio lauko stiprio $E_{pn}(x)$ kitimas p–n sandūroje nėra stačiakampio formos – jis yra artimas trikampio arba lanko pavidalams, kurių smailė yra ties p–n sandūros metalurgine riba (tai yra pateikta šios knygos priede). Todėl tunelinio pramušimo metu pastovinimo įtampos U_p vertei apskaičiuoti yra naudojamos tikslesnės – empirinės formulės:

$$\text{a) germanio (Ge) p–n sandūrai:} \quad U_p = 99 \cdot \rho_n + 48 \cdot \rho_p, \quad (1.70)$$

$$\text{b) silicio (Si) p–n sandūrai:} \quad U_p = 39 \cdot \rho_n + 8 \cdot \rho_p, \quad (1.71)$$

čia ρ_p ir ρ_n – p–n sandūros atitinkamų p^+ ir n^+ sričių savitosios varžos.

Iš (1.69) galima apskaičiuoti diodo diferencialinę varžą r_d tunelinio pramušimo srityje:

$$r_d \approx \Delta U_{AK} / \Delta I_{a\,tn} = 2 \cdot U_p^{3/2} / (\Psi_0 \cdot E_g^{3/2} I_{a\,tn}) = U_p^{3/2} / (a \cdot I_{a\,tn}), \quad (1.72)$$

čia $a = 2 / (\Psi_0 \cdot E_g^{3/2})$.

Iš formulės (1.72) matome, kad diodo diferencialinė varža r_d mažėja, didėjant atgalinės tunelinės srovės $-I_{a\text{ tn}}$ moduliiui $|I_{a\text{ tn}}|$.

Stabilitronų, veikiančių p–n sandūros tunelinio pramušimo būdu (*Zenerio diodų*), pastovinio (stabilizacijos) įtampa U_p yra diapazone $U_p = 0,3\text{--}7\text{ V}$.

Šiluminis pramušimas – staigus atgalinės srovės $-I_a$ per p–n sandūrą didėjimas dėl šiluminio efekto (1.38 pav., kreivė c). Čia iš karto pasakysime, jog šiluminio pramušimo metu puslaidininkinis diodas yra negrįžtamai sugadinamas – jis sudega. Todėl visų tipų dioduose yra imamas specialių priemonių, siekiant išvengti šiluminio pramušimo ir todėl yra pravartu susipažinti su šiluminio pramušimo efekto fizika.

Atgaline kryptimi įjungtos p–n sandūros šiluminis pramušimas yra susijęs su šilumos Q_T išsiskyrimu p–n sandūroje, tekant atgalinei srovei $-I_s$ (1.28), kai atgalinė įtampa tenkina sąlygą $-U_{AK} < -U_p$ – griūtinio arba tunelinio pramušimo pastovinio įtampa. Šiuo atveju p–n sandūroje išsklaidoma galia P_{pn} yra išreiškiama taip:

$$P_{pn} = I_s \cdot U_{AK}. \quad (1.73)$$

Iš puslaidininkų fizikos žinome, jog p–n sandūros atgalinė srovė $-I_s$ yra:

$$I_s = q \cdot (D_{p(n)} \cdot p_n / L_{p(n)} + D_{n(p)} \cdot n_p / L_{n(p)}) \cdot S_{pn}, \quad (1.74)$$

čia: $D_{p(n)}$ ir $D_{n(p)}$ – šilutinių krūvininkų – skylių p_n ir elektronų n_p difuzijos koeficientai atitinkamai n– ir p– srityse; $L_{p(n)}$ ir $L_{n(p)}$ – šilutinių krūvininkų – skylių p_n ir elektronų n_p difuzijos nuotoliai atitinkamai n– ir p– srityse.

Čia reikėtų pasakyti, jog išraiškoje (1.74) atitinkamų parametrų vertės skylėms p_n ir elektronams n_p bendru atveju priklauso nuo puslaidininkio laidumo tipo ir išraiška (1.74) galioja tik esant silpniems elektriniams laukams E_{pn} p–n sandūroje, kai galioja *Eišteino sąryšis*:

$$D_{p, n(n, p)} / \mu_{p, n(n, p)} = k \cdot T / q. \quad (1.74a)$$

Iš (1.34) ir (1.74) galima parašyti:

$$\begin{aligned} I_s &= q \cdot n_i^2 \cdot [D_{p(n)} / (n_n \cdot L_{p(n)}) + D_{n(p)} / (p_p \cdot L_{n(p)})] \cdot S_{pn} = \\ &= I^* \cdot \exp[-E_g / (k \cdot T)], \end{aligned} \quad (1.75)$$

čia $I^* = q \cdot N_c \cdot N_v \cdot [D_{p(n)} / (n_n \cdot L_{p(n)}) + D_{n(p)} / (p_p \cdot L_{n(p)})] \cdot S_{pn} \sim S_{pn} / N^*$; $N^* = N_a \cdot N_d / (N_a + N_d)$.

Iš (1.75) matome, jog atgalinės srovės $-I_s$ modulis $|I_s|$ didėja, didėjant p–n sandūros temperatūrai T . Todėl, esant $-U_{AK} = -\text{const}$, dėl išsklaidomos galios P_{pn} (1.73) didėjanti p–n sandūros temperatūra T didina atgalinę srovę $|I_s|$, o tai, savo ruožtu, didina galią P_{pn} , ir t. t. Todėl veikia teigiamas grįžtamasis ryšis tarp atgalinės srovės $-I_s$ modulio $|I_s|$ vertės ir p–n sandūros temperatūros T . Jeigu p–n sandūra nespėja į aplinką atiduoti šilumos Q_T pertekliaus ΔQ_T , tai ji labai greitai perkaista ir šiluminio pramušimo metu išsilydo – diodas sudega.

Iš (1.73) ir (1.75) randame galios P_{pn} išvestinę temperatūros T atžvilgiu:

$$dP_{pn} / dT = I_s \cdot U_{AK} \cdot E_g / (k \cdot T^2). \quad (1.76)$$

Aušinama p–n sandūra į aplinką (aušinimo radiatorių) atiduoda galią P_o :

$$P_o = (T - T_k) / R_T, \quad (1.77)$$

čia: T_k – diodo korpuso (radiatoriaus) temperatūra; R_T – šiluminė aušinimo konstrukcijos varža.

Iš (1.77) randame galios P_o išvestinę temperatūros T atžvilgiu:

$$dP_o / dT = 1 / R_T. \quad (1.78)$$

Akivaizdu, jog p–n sandūros šiluminis pramušimas įvyksta, kai turime sąlygą:

$$dP_{pn} / dT > dP_o / dT \quad \Rightarrow \quad I_s \cdot U_{AK} \cdot E_g / (k \cdot T^2) > 1 / R_T. \quad (1.79)$$

Iš (1.79) parašome puslaidininkinio diodo stabilios veikos pramušimo metu sąlygą:

$$|I_s| < k \cdot T^2 / (U_{AK} \cdot E_g \cdot R_T). \quad (1.80)$$

Gauta sąlyga (1.80) yra gerai tenkinama puslaidininkiams, kurių E_g vertė yra didelė, pavyzdžiui, silicio (Si) diodų. Germanio (Ge) dioduose atgalinės srovės $-I_s$ modulis $|I_s|$ yra kur kas didesnis – dešimtys iki šimtai μA , todėl nelygybės sąlyga (1.80) gali pasikeisti į priešingą nelygybę ir įvyks šiluminis pramušimas. Dėl to germanio dioduose būtina užtikrinti kuo didesnę šilumos atidavimą į aplinką – siekti kuo mažiausios šiluminės varžos R_T vertės. Kita vertus, griūtiniuose ir tuneliniuose stabilitronuose yra būtina užtikrinti atgalinės srovės $-I_a$ vertės ribojimą pramušimo srityje, kur $|I_a| < |I_{a \max}|$. Šią sąlygą galima realizuoti nuosekliai diodui įjungus srovę ribojanti rezistorių R_{pr} (prievaržę), nes priešingu atveju gali įvykti šiluminis pramušimas.

Iš 1.38 pav., kreivės c matome, jog p–n sandūros šiluminio pramušimo metu diodo atgalinėje VACH atsiranda sritis, kurioje diferencialinė varža $r_d = \partial U_p / \partial I_a < 0$ ir todėl tampa neigiama $-r_d$. Tačiau šio efekto naudingai pritaikyti, pavyzdžiui, parametriniuose įrenginiuose, faktiškai neįmanoma dėl šio reiškinio nestabilumo.

Stabilitrono D_{st} pagrindiniai parametrai yra šie:

$I_{t \max}$ – maksimali tiesioginė pastovioji srovė;

$I_{a \min}$ – minimali atgalinė pastovioji srovė, kuriai esant prasideda įtampos pastovinimas (stabilizavimas);

$I_{a \max}$ – maksimali atgalinė pastovioji srovė įtampos pastovinimo srityje;

U_p – stabilizacijos (pastovinimo) įtampa;

$r_{dv} = \partial U_p / \partial I_a$ – vardinė diferencialinė varža įtampos pastovinimo srityje;

$R_{stv} = U_p / I_a$ – vardinė statinė (ominė) varža įtampos pastovinimo srityje;

$\xi_{rv} = r_{dv} / R_{stv}$ – vardinis (nominalusis) kokybės koeficientas;

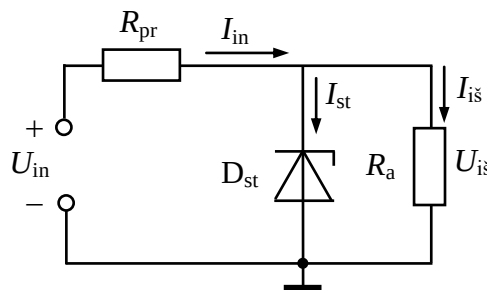
$\xi_T = \partial U_p / (U_p \cdot \partial T)$ – įtampos stabilizacijos (pastovinimo) temperatūrinis koeficientas.

Stabilitrono vardinis (nominalusis) kokybės koeficientas ξ_{rv} yra išreiškiamas taip:

$$\xi_{rv} = r_{dv} / R_{stv} = (\partial U_p / U_p) / (\partial I_a / I_a). \quad (1.81)$$

Iš (1.81) matome, kad įtampos stabilizacijos srityje koeficientas ξ_{rv} parodo santykinį pastovinimo įtampos U_p padidėjimą ∂U_p , esant pasirinktam santykiniam atgalinės srovės padidėjimui $\partial I_a / I_a$. Akivaizdu, kad stabilitrono kokybės koeficientas ξ_{rv} turi būti kuo mažesnis.

Pagrindinė – pamatinė stabilitrono taikymo elektronikoje paskirtis yra pastoviosios įtampos $U_{\pm}$ stabilizacija atitinkamuose grandyno mazguose. Plačiausiai elektronikoje taikoma įtampos pastovinimo grandinė su stabilitronu D_{st} yra parodyta 1.41 pav.



1.41 pav. Plačiausiai taikoma įtampos pastovinimo grandinė su stabilitronu D_{st}

1.41 pav. parodyta nuolatinės įtampos U_{in} pastovinimo (stabilizacijos) grandinė veikia taip. Didėjant įėjimo pastoviajai įtampai U_{in} , didėja įėjimo pastovioji srovė I_{in} ir kartu jos sandai – pastovioji srovė I_{st} , tekanti per stabilitroną D_{st} atgaline kryptimi, ir pastovioji srovė

I_{is} , tekanti per apkrovos rezistorių R_a . Nagrinėjamai grandinei galima parašyti šias akivaizdžias lygybes:

$$I_{in} = U_{in} / [R_{pr} + R_{st} \cdot R_a / (R_{st} + R_a)] = I_{st} + I_{is}, \quad (1.82)$$

$$U_{is} = I_{is} \cdot R_a = I_{st} \cdot R_{D}, \quad (1.82a)$$

čia R_D – stabilitrono D_{st} varža pastoviajai srovei.

Iš (1.82) ir (1.82a) randame:

$$U_{is} = U_{in} \cdot \{R_D \cdot R_a / [R_{pr} \cdot (R_D + R_a) + R_D \cdot R_a]\}. \quad (1.83)$$

Iš (1.83) matome, jog didėjant U_{in} , apkrovos rezistoriuje R_a išėjimo įtampa U_{is} didėja tiesiškai – pagal Omo dėsnį grandinės daliai. Tačiau ši tiesinė priklausomybė yra tol, kol srovės stipris $I_{st} \leq I_{a \min}$. Kai įėjimo įtampa U_{in} pasiekia vertę $U_{in \min}$, srovė $I_{st} \geq I_{a \min}$ ir įtampa $U_{KA \ st}$ stabilitrone D_{st} nebedidėja. Todėl išėjimo įtampa $U_{is} \equiv U_{KA \ st} \equiv U_p \equiv \text{const}$. Toliau didėjant įėjimo įtampai $U_{in} \geq U_{in \min}$, išėjimo įtampa U_{is} išlieka beveik pastovi ir visas įėjimo įtampos U_{in} padidėjimas ΔU_{in} yra srovę ribojančiame rezistoriuje R_{pr} (prievaržėje), o įėjimo srovės I_{in} padidėjimo perteklius ΔI_{in} teka per stabilitroną D_{st} . Akivaizdu, kad įėjimo įtampa U_{in} gali didėti tik iki $U_{in \max}$, kuriai esant srovė $I_{st} \equiv I_{a \max}$. Iš čia galima parašyti srovę ribojančio rezistoriaus R_{pr} varžos vertei būtiną sąlygą:

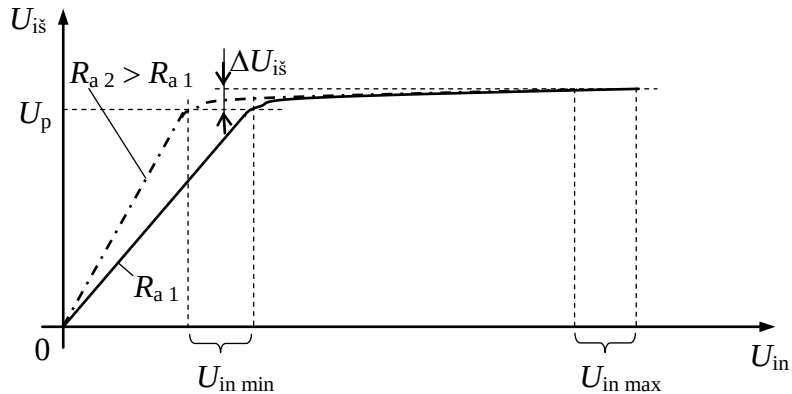
$$U_{in \max} \leq [I_{a \max} + (U_p / R_a)] \cdot R_{pr}, \quad (1.84)$$

ir iš čia:

$$R_{pr} \geq U_{in \max} / [I_{a \max} + (U_p / R_a)]. \quad (1.85)$$

Akivaizdu, kad į schemą 1.41 pav. jungiamo ribojančio rezistoriaus R_{pr}^* varžos vertė neturi labai viršyti apskaičiuotos iš (1.85) vertės R_{pr} ir todėl dažniausiai yra parenkama iš sąlygos $R_{pr}^* \cong (0,05 - 0,1) \cdot R_{pr}$.

1.42 pav. yra parodyta įtampos pastovinimo grandinės su stabilitronu D_{st} (1.41 pav.) grafinė išėjimo įtampos U_{is} priklausomybė nuo pastoviosios įėjimo įtampos U_{in} .



1.42 pav. Įtampos pastovinimo grandinės su stabilitronu D_{st} (1.41 pav.) išėjimo įtampos U_{is} priklausomybė nuo pastoviosios įėjimo įtampos U_{in}

Analogiškai išraiškai (1.84), galima parašyti:

$$U_{in \min} \geq [I_{a \min} + (U_p / R_a)] \cdot R_{pr}, \quad (1.86)$$

ir iš čia, bei (1.84), randame įėjimo įtampos U_{in} kitimo sritį ΔU_{in} , kurioje išėjimo įtampa U_{is} tenkina pastovinimo sąlygą $U_{is} \equiv U_p \equiv \text{const}$:

$$\Delta U_{in} = U_{in \max} - U_{in \min} = R_{pr} \cdot (I_{a \max} - I_{a \min}). \quad (1.87)$$

Iš (1.87) matome, jog įtampą stabilizuojančios grandinės su stabilitronu D_{st} įėjimo įtampų U_{in} veikos diapazonas ΔU_{in} didėja, didinant srovę ribojančio rezistoriaus R_{pr} varžą.

Kita vertus, įėjimo įtampų U_{in} veikos diapazonas ΔU_{in} nepriklauso nuo apkrovos rezistoriaus R_a varžos. Tačiau rezistoriaus R_a varžos įtaka matyti iš (1.83), kurią galima perrašyti taip:

$$U_{is} = U_{in} \cdot \{R_D / \{R_{pr} \cdot [(R_D / R_a) + 1] + R_D\}\}, \quad (1.88)$$

iš čia matome, jog, didėjant rezistoriaus R_a varžai, tiesinės priklausomybės U_{is} (U_{in}) srities polinkio kampas taip pat didėja (1.42 pav. tai yra parodyta brūkšnine–taškine linija) ir kartu mažėja įtampa $U_{in \min}$ (1.86) bei įtampa $U_{in \max}$ (1.84), tačiau taip, kad $\Delta U_{in} \cong \text{const}$ (1.87).

Įtampą stabilizuojančios grandinės, parodytos 1.41 pav., kokybė yra nusakoma panaudojus išėjimo įtampos U_{is} pastovinio koeficientą $k_U = \Delta U_{in} / \Delta U_{is}$, kuris, įskaitant (1.88), gali būti parašytas taip:

$$k_U = \Delta U_{in} / \Delta U_{is} = R_{pr} \cdot (I_{a \max} - I_{a \min}) / \Delta U_{is} = R_{pr} / r_d, \quad (1.89)$$

iš čia matome, jog k_U didėja, didinant ribojančią varžą R_{pr} .

Akivaizdu, kad įtampos pastovinio koeficientas k_U turi būti kuo didesnis, o stabilitrono kokybės koeficientas ξ_{rv} (1.81) turi būti kuo mažesnis ir todėl šiuos koeficientus sieja atvirkštinė proporcinė priklausomybė $k_U \sim 1/\xi_{rv}$.

Įtampą stabilizuojančios grandinės su stabilitronu D_{st} (1.41 pav.) naudingasis veikos koeficientas η yra parašomas taip:

$$\begin{aligned} \eta = P_n / P &= (I_{is} \cdot U_p) / (I_{in} \cdot U_{in}) = (U_p^2 / R_a) / \{U_{in}^2 / [R_{pr} + [R_D \cdot R_a / (R_D + R_a)]]\} = \\ &= (U_p^2 / U_{in}^2) \cdot \{(R_{pr} / R_a) + [R_D / (R_D + R_a)]\}, \end{aligned} \quad (1.90)$$

čia: P_n – naudingas galingumas, suvartojamas apkrovoje R_a ; P – visas galingumas, paimamas iš įtampos šaltinio U_{in} .

Iš (1.90) matome, jog η didėja, didėjant R_{pr} . Kita vertus, koeficientas η taip pat stipriai priklauso ir nuo santykio U_p / U_{in} . Todėl pageidautina, kad nuolatinė įėjimo įtampa U_{in} kuo mažiau viršytų stabilizavimo įtampą U_p . Tačiau čia būtina atkreipti dėmesį, jog įėjimo įtampa U_{in} turi tenkinti sąlygą: $U_{in} \geq U_{in \min}$ (1.42 pav.), kuri priklauso nuo varžų R_{pr} ir R_a santykio (varžinis įtampos daliklis) ir gali būti išreikšta taip:

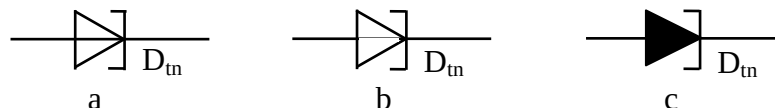
$$U_{in} \geq U_p \cdot (R_a + R_{pr}) / R_a. \quad (1.90a)$$

Todėl iš (1.90a) matome, kad anksčiau padaryta išvada dėl koeficiento η priklausomybės nuo varžos R_{pr} pobūdžio yra klaidinanti, nes didėjant R_{pr} , didėja įtampos U_{in} vertė, kuri yra būtina įtampos stabilizavimo grandinės (1.41 pav.) veikai palaikyti. Todėl naudingojo veikos koeficiento η išraišką (1.90) perrašome taip:

$$\eta = [R_a^2 / (R_{pr} + R_a)^2] \cdot \{(R_{pr} / R_a) + [R_D / (R_D + R_a)]\}, \quad (1.91)$$

iš čia matome, jog, didėjant prievaržės R_{pr} vertei, įtampos stabilizavimo grandinės su stabilitronu D_{st} (1.41 pav.) naudingasis veikos koeficientas η mažėja. Taip yra todėl, kad šiuo atveju vis didesnė įėjimo įtampos U_{in} šaltinio atiduodama galia išsiskiria srovę ribojančioje varžoje R_{pr} . Todėl šios varžos vertė yra parenkama iš sąlygos: $R_{pr} \geq U_{in \max} / I_{a \max}$, bet neviršijanti 5–10 % šios vertės.

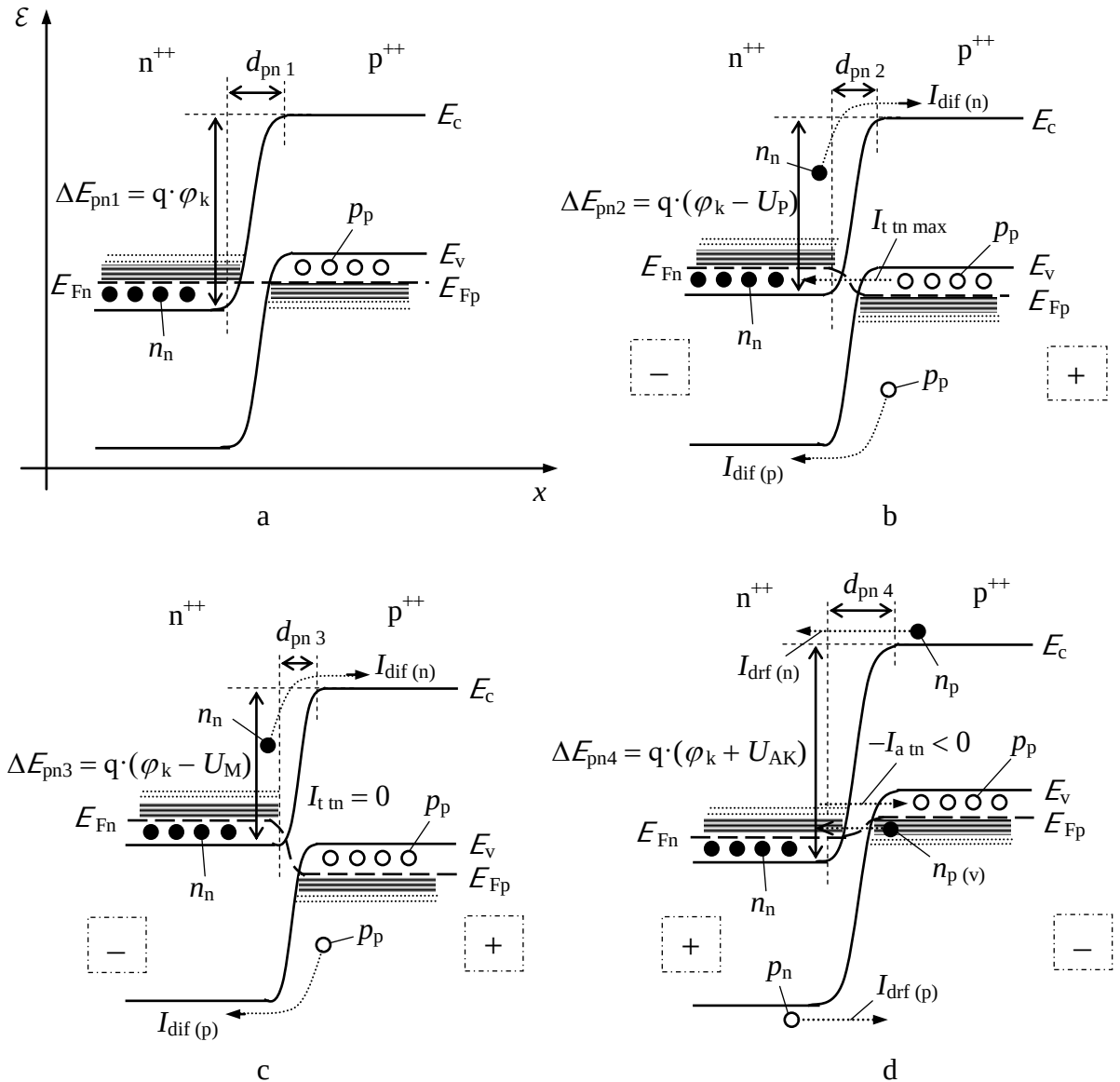
5. Tunelinis diodas (D_{tn}) – puslaidininkinis diodas, kurio pagrindinė savybė yra raidės N pavidalo tiesioginė (tunelinė–difuzinė) VACH. Joje yra sritis, kurios diferencialine varža $r_{(-)} < 0$ – neigiama. Pagrindinės tunelinio diodo D_{tn} taikymo sritys elektronikoje yra: elektrinių virpesių generavimas bei stiprinimas, dažnio didinimas, labai mažos fronto trukmės $\Delta t = t_r = 10\text{--}30$ ps įtampos šuolių formavimas ir t. t. Tunelinio diodo D_{tn} grafiniai simboliai yra parodyti 1.43 pav.



1.43 pav. Tunelinio diodo D_{tn} grafiniai simboliai

Tunelinio diodo D_{tn} veikla yra pagrįsta laisvųjų krūvininkų tuneliavimu per p–n sandūros potencialinį barjerą ΔE_{pn} . Anksčiau, aprašant diodo tunelinį pramušimą, buvo nusakytos sąlygos, kurioms esant vyksta krūvininkų tuneliavimas per p–n sandūrą. Kad tuneliavimas vyktų abiem kryptimis, p–n sandūros p– ir n– sritys yra labai stipriai legiruojamos atitinkamomis priemaisiomis $N_{a,d}$ iki jos tampa „išsigimusiais“ puslaidininkiais, kuriuose Fermi lygmuo E_F yra laidumo E_c bei valentinėje E_v juostose. Labai stiprų legiravimą nurodome atitinkamais simboliais n^{++} ir p^{++} . Dėl labai stipraus legiravimo n^{++} turime sąlygą $n_n \gg n_i$ ir analogiškai p^{++} turime sąlygą $p_p \gg p_i$, todėl šiose p–n sandūros p^{++} ir n^{++} srityse atitinkami energiniai Fermi lygmenys E_{Fn} ir E_{Fp} yra laidumo E_c ir valentinėje E_v energinėse juostose.

Tunelinės p^{++} – n^{++} sandūros energinės diagramos yra pavaizduotos 1.44 pav.



1.44 pav. Tunelinės p^{++} – n^{++} sandūros energinės diagramos, esant įvairioms pridėtos įtampos U_{AK} vertėms: a – $U_{AK} = 0$; b – $U_{AK} = U_P$ (tiesioginė kryptis); c – $U_{AK} = U_M$ (tiesioginė kryptis); d – $U_{AK} < 0$ (atgalinė kryptis)

Iš 1.44 pav., a, matome, kad kai tuneliniame diode įtampa $U_{AK} = 0$, tai n^{++} srityje esantys pagrindiniai krūvininkai n_n – elektronai (●) yra užėmę visus energinius lygmenis žemiau Fermi lygmens E_{Fn} laidumo juostoje E_c , o p^{++} srityje pagrindiniai krūvininkai p_p – skylės (○) yra užėmusios visus energinius lygmenis aukščiau Fermi lygmens E_{Fp} valentinėje

juostoje E_v . Todėl faktiškai nėra laisvų elektronų n_n ir skylių p_p atitinkamose n^{++} ir p^{++} srityse aukščiau Fermi lygmens E_{Fn} laidumo juostoje E_c ir žemiau Fermi lygmens E_{Fp} valentinėje juostoje E_v . Prie tunelinės p–n sandūros prijungus tiesiogine kryptimi įtampą $U_{AK} > 0$ ir ją didinant (1.44 pav., b), tunelinės p–n sandūros barjeras ΔE_{pn} mažėja ir todėl laidumo E_c bei valentinė E_v juostos, esančios atitinkamose n^{++} ir p^{++} srityse ir užpildytos laisvaisiais krūvininkais n_n ir p_p , vis daugiau susikloja. Todėl vis didesnė laisvų elektronų n_n užpildyta sritis laidumo juostoje E_c , esančioje n^{++} srityje, atsiduria prieš laisvų skylių p_p užpildytą sritį valentinėje juostoje E_v , esančioje p^{++} srityje. Todėl teka vis didesnė tiesioginė tunelinė srovė $I_{t\,tn} > 0$. Toliau didinant tiesioginę įtampą $U_{AK} > 0$, laisvų elektronų n_n ir laisvų skylių p_p užpildytos atitinkamos sritys susikloja visiškai (1.44 pav., b) ir tiesioginė tunelinė srovė $I_{t\,tn}$ pasiekia didžiausią (maksimalią) vertę $I_{t\,tn\,max}$, kai įtampa $U_{AK} = U_p$. Dar toliau didinant tiesioginę įtampą $U_{AK} > U_p$, laisvų elektronų n_n ir laisvų skylių p_p užpildytų atitinkamų sričių sanklota mažėja ir artėja prie nulio. Todėl tiesioginė tunelinė srovė $I_{t\,tn}$ taip pat mažėja ir artėja prie nulio ($I_{t\,tn} \Rightarrow 0$), ir kai pridėta tiesioginė įtampa $U_{AK} = U_M > U_p$ (1.44 pav., c), tiesioginė tunelinė srovė $I_{t\,tn} \equiv 0$, nes laidumo energinės juostos dugnas E_v , esantis n^{++} srityje, susilygina su valentinės energinės juostos lubomis E_v , esančiomis p^{++} srityje.

Prie tunelinės p^{++} – n^{++} sandūros pridėjus įtampą $U_{AK} < 0$ – atgaline kryptimi ir didinant jos modulį (1.44 pav., d), tunelinės p^{++} – n^{++} sandūros barjeras ΔE_{pn} didėja ir laidumo E_c bei valentinės E_v juostos, esančios atitinkamose n^{++} ir p^{++} srityse, vis daugiau susikloja – atsiranda viena priešais kitą. Todėl vis didesnė valentinų ryšio elektronų $n_{p\,(v)}$ užpildyta sritis valentinėje juostoje E_v , esančioje p^{++} puslaidininkyje, atsiduria prieš laisvų elektronų n_n neužpildytą sritį laidumo juostoje E_c , esančioje n^{++} puslaidininkyje. Todėl yra tenkinama būtina sąlyga tuneliniam efektui ir analogiškai tuneliniam pramušimui, teka vis didesnė atgalinė tunelinė srovė $-I_{a\,tn}$, kuri gali didėti iki maksimalios vertės $I_{a\,tn\,max}$. Viršijus šią vertę tunelinis diodas D_{tn} perkaista ir yra negrįžtamai sugadinamas – sudėga.

Akivaizdu, kad kai tunelinis diodas D_{tn} yra įjungtas tiesiogine kryptimi (1.44 pav., b, c), kartu su tiesiogine tuneline srove $I_{t\,tn}$ per tunelinio diodo D_{tn} p^{++} – n^{++} sandūrą teka ir difuzinė srovė $I_{dif} = I_{dif\,(n)} + I_{dif\,(p)}$ (1.28), kuriama pagrindinių krūvininkų n_n ir p_p , o kai diodas yra įjungtas atgaline kryptimi (1.44 pav., d), kartu su atgaline tuneline srove $I_{a\,tn}$ per tunelinio diodo D_{tn} p^{++} – n^{++} sandūrą teka ir dreifinė srovė $I_{drf} = I_{drf\,(n)} + I_{drf\,(p)} = I_s$ (1.75), kuriama šalutinių krūvininkų n_p ir p_n . Todėl tunelinio diodo D_{tn} VACH – srovių I_t ir I_a priklausomybės nuo U_{AK} yra atitinkamų srovių sumos:

$$\left. \begin{aligned} I_t &= I_{t\,tn} + I_{dif} - \text{tiesiogine kryptimi;} \\ I_a &= I_{a\,tn} + I_{drf} = I_{a\,tn} + I_s - \text{atgaline kryptimi.} \end{aligned} \right\} \quad (1.91a)$$

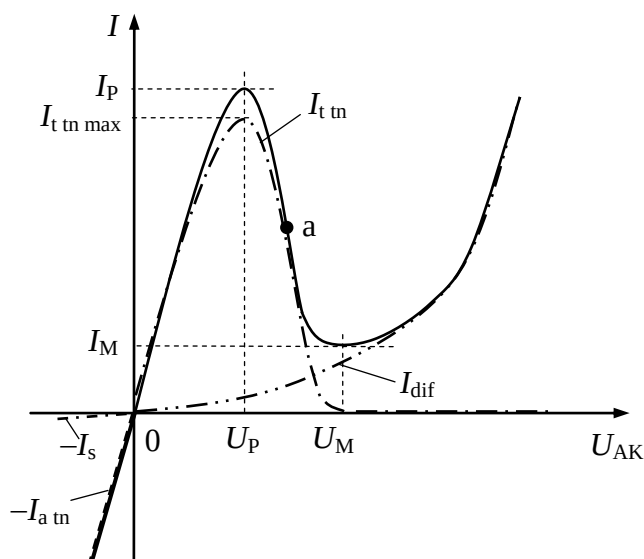
Tunelinio diodo D_{tn} srovių I_t ir I_a priklausomybės nuo U_{AK} – VACH ir ją sudarančių sandų $I_{t\,tn}(U_{AK})$ ir $I_{dif,s}(U_{AK})$ atitinkamos VACH yra parodytos 1.45 pav.

Iš 1.45 pav. matome, kad tiesioginė tunelinio diodo VACH primena raidę N ir todėl sakome, jog tunelinis diodas D_{tn} turi N– pavidalo VACH. Kai tiesioginė įtampa U_{AK} yra diapazone $U_p < U_{AK} < U_M$, tai tunelinio diodo D_{tn} tiesioginė VACH turi neigiamos diferencialinės varžos $-r_{d\,tn}$ sritį, kurioje $r_{d\,tn} = \partial U_{AK} / \partial I_t < 0$. Todėl šioje tunelinio diodo D_{tn} tiesioginės VACH srityje veikia teigiamas grįžtamasis ryšys tarp įtampos U_{AK} pokyčio ∂U_{AK} ir tunelinio diodo D_{tn} p^{++} – n^{++} sandūros ominės varžos $R_{pn\,tn}$ pokyčio $\partial R_{pn\,tn}$. Šis teigiamas grįžtamasis ryšys pasireiškia tuo, jog įtampai U_{AK} padidėjus dydžiu ∂U_{AK} , tiesioginė tunelinio diodo D_{tn} srovė I_t sumažėja dydžiu $-\partial I_t$ ir dėl to padidėja p^{++} – n^{++} sandūros varža $R_{pn\,tn}$ pastoviajai srovei:

$$R_{pn\,tn} = (U_{AK} + \partial U_{AK}) / (I_t - \partial I_t), \quad (1.91b)$$

o dėl to įtampa U_{AK} dar labiau padidėja ir t. t.

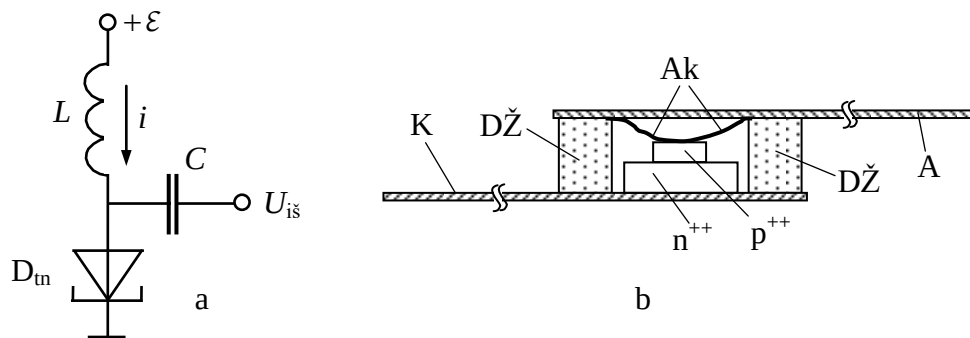
Iš čia matome, jog veikos taško a (1.45 pav.) padėtis tunelinio diodo D_{tn} tiesioginės



1.45 pav. Tunelinio diodo D_{tn} srovių I_t ir I_a priklausomybės nuo U_{AK} – VACH ir ją sudarančių sandų $I_{t tn}(U_{AK})$ ir $I_{dif, s}(U_{AK})$ atitinkamos VACH

VACH srityje su neigiama diferencialine varža $-r_{d tn}$ yra absoliučiai nestabili. Ši tunelinio diodo D_{tn} ir kitų puslaidininkinių įtaisų su N– pavidalo VACH savybė leidžia juos taikyti elektrinių virpesių generavimo, stiprinimo, labai trumpo įtampos šuolio formavimo įrenginiuose ir t. t. Be to, labai spartus tunelinio diodo D_{tn} persijungimas tiesioginėje VACH iš tunelinės į difuzinę sritį (persijungimo laiko trukmė $\Delta t = 10\text{--}30$ ps) yra taikomas ypač sparčiose impulsinėse schemose, dažnio didinimo elektroniniuose įtaisuose ir t. t.

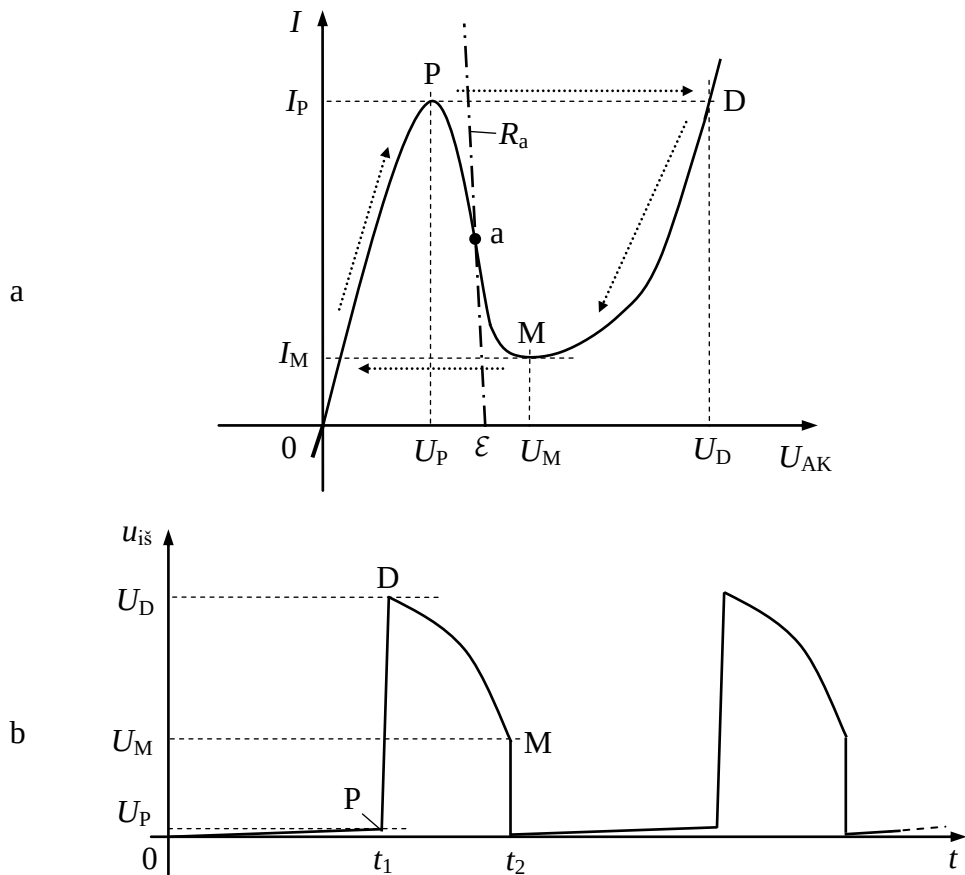
Viena iš galimų *elektrinių virpesių generatoriaus grandinių su tuneliniu diodu* D_{tn} yra parodyta 1.46 pav., a, o pozicijoje b parodyta D_{tn} konstrukcija.



1.46 pav. Viena iš galimų elektrinių virpesių – relaksacinio generatoriaus grandinių su tuneliniu diodu D_{tn} (a) ir D_{tn} konstrukcija (b), čia: A ir K – atitinkamai anodo ir katodo išvadai; DŽ – dielektrinis žiedas; Ak – anodo kontaktas su p^{++} – sritimi ir šis kontaktas, mažinant L , daromas tinklelio pavidalu

1.47 pav., a, yra parodyta tunelinio diodo D_{tn} VACH ir joje nubrėžta apkrovos tiesė R_a , leidžianti paaiškinti 1.46 pav., a, parodytos tunelinio generatoriaus schemos veiką, o 1.47 pav., b, yra parodytos generatoriaus išėjime U_{is} generuojamų virpesių $u_{is}(t)$ laikinės diagramos, kai $C = 0$ – nėra įjungtas.

Iš 1.47 pav., a, matome, jog maitinimo šaltinio įtampa $\mathcal{E}$ yra parinkta tokios vertės, kad apkrovos tiesė R_a kirstų tunelinio diodo D_{tn} tiesioginės VACH neigiamos diferencialinės varžos $-r_{d tn}$ sritį tarp taškų P ir M, pavyzdžiui, veiktos taške „a“. Todėl 1.46 pav., a, parodyta relaksacinio generatoriaus schema su tuneliniu diodu D_{tn} , kai $R_a = R_L + R_i$, čia: R_L – induktoriaus L vijų ominė varža; R_i – šaltinio $\mathcal{E}$ vidaus varža, veikia taip. Laiko momentu



1.47 pav. Tunelinio diodo D_m VACH ir joje nubrėžta apkrovos tiesė R_a (a), leidžianti paaiškinti 1.46 pav. parodyto tunelinio generatoriaus veiką; b – generatoriaus išėjime U_{is} generuojamų virpesių $u_{is}(t)$ laikinės diagramos, kai $C = 0$ – nėra įjungtas

$t_0 = 0$ įjungus maitinimo įtampos šaltinį $\mathcal{E}$, visa šio šaltinio įtampa $\mathcal{E}$ yra indukcinėje ritelėje L , ir todėl $u_{is}(t_0) \cong 0$ (1.47 pav., b), nes dėl ritelės L induktyvumo srovė $i(t)$ nagrinėjamoje grandinėje staiga pakisti negali, ir todėl $i(t_0) = 0$. Kai $t > 0$ ir laikui t toliau didėjant, srovė $i(t)$ per ritelę L ir tunelinį diodą D_m santykinai lėtai ir beveik tiesiškai didėja, nes tunelinio diodo D_m momentinės veikos taškas $\{i, u_{AK}\}$ slenka tuneline VACH šaka 0-P „aukšty“ – iš taško 0 į tašką P, t. y. schemos energinė būsena stengiasi patekti į veikos tašką „a“, dėl to didėja ir $u_{is}(t)$. Laiko momentu t_1 srovė $i(t_1) \cong I_P$ (1.47 pav., a) ir įtampa $u_{is}(t_1) \cong U_P$. Šio proceso trukmė t_1 yra nulemta laiko trukmės konstantos τ_{RL1} , kuri yra išreiškiama taip:

$$\tau_{RL1} = L / (R_i + R_L + \bar{R}_{0-P}), \quad (1.91c)$$

čia: R_i – įtampos šaltinio $\mathcal{E}$ vidaus varža; R_L – ritelės L apvijų varža; $\bar{R}_{0-P}$ – tunelinio diodo D_m VACH tunelinės šakos O–P (1.47 pav., a) vidutinė varža pastoviajai srovei.

Kadangi išraiškoje (1.91c) įrašytos varžos yra santykinai mažos – jų suma neviršija kelių dešimčių omų, tai laiko trukmės konstanta τ_{RL1} yra santykinai didelė – kelių ir daugiau ms eilės. Laiko momentu $t_1 > t_0$ srovė $i(t_1)$ tuneliniame diode D_m viršija vertę I_P , ir todėl tunelinis diodas D_m labai sparčiai persijungia iš VACH taško P į tašką D (1.47 pav., a) – iš tunelinės šakos 0-P, į difuzinę VACH šaką D-M, nes tunelinio diodo D_m veikos taškas $\{i, u_{AK}\}$ negali iš veikos taško P slinkti neigiamos diferencialinės varžos VACH šaka P-M į veikos tašką „a“. Taip yra dėl anksčiau aprašyto veikiančio teigiamo grįžtamojo ryšio diode D_m , kai jo veikos taškas $\{i, u_{AK}\}$ yra VACH srityje P-M. Kita vertus, tunelinio diodo D_m veikos taško $\{i, u_{AK}\}$ šuolis iš VACH tunelinės šakos 0-P taško P į difuzinės šakos D-M tašką D yra galimas, nes šio šuolio metu, dėl ritelės L induktyvumo, turime akivaizdžią sąlygą: $i(t) \cong I_P =$

= const. Šio šuolio metu įtampa $u_{is}(t)$ labai sparčiai padidėja nuo U_P iki U_D , ir laiko momentu t_1 susidaro suformuoto impulsinio signalo $u_{is}(t)$ priekinis – kilimo frontas t_r (1.47 pav., b), kurio didėjimo (kilimo) trukmė t_r priklauso tik nuo tunelinio diodo D_{tn} parametrų, ir dažniausiai trukmė t_r yra apie 1 ns, ir mažesnė. Akivaizdu, jog fronto t_r formavimo metu grandinėje tekanti srovė $i(t) \cong I_P = \text{const}$, ir negali sparčiai pakisti dėl ritelės L induktyvumo. Toliau bėgant laikui $t > t_1$, tunelinio diodo D_{tn} veikos taškas $\{i, u_{AK}\}$ slenka difuzine VACH šaka D-M „žemyn“ – iš taško D į tašką M, nes ir šiuo atveju schemos būseną stengiasi priimti veikos padėtį taške „a“. Dėl to grandinėje tekanti srovė $i(t)$ santykinai lėtai mažėja ir laiko momentu $t = t_2$ srovė $i(t_2) \cong I_M$ (1.47 pav., a), o įtampa $u_{is}(t_2) \cong U_M$ (1.47 pav., b). Šio proceso trukmė $\Delta t_2 = t_2 - t_1$ yra lemiamą kitokios vertės laiko trukmės konstantos τ_{RL2} , kuri yra išreiškiama taip:

$$\tau_{RL2} = L / (R_i + R_L + \bar{R}_{D-M}), \quad (1.91d)$$

čia $\bar{R}_{D-M}$ – tunelinio diodo D_{tn} VACH difuzinės šakos D-M (1.47 pav., a) vidutinė varža pastoviai srovei.

Kadangi vidutinė varža $\bar{R}_{D-M} > \bar{R}_{0-P}$, tai $\tau_{RL2} < \tau_{RL1}$, ir todėl suformuoto impulso $u_{is}(t_2)$ trukmė $\Delta t_2 = t_2 - t_1$ taip pat yra kelių μs ir didesnės eilės. Laiko momentu $t_2 > t_1$ srovė $i(t_2)$ tuneliniame diode D_{tn} įgyja vertę, mažesnę už I_M , ir todėl tunelinis diodas D_{tn} labai sparčiai persijungia iš VACH difuzinės šakos D-M taško M į tunelinės šakos 0-P tašką ~ 0 (1.47 pav., a), nes tunelinio diodo D_{tn} veikos taškas $\{i, u_{AK}\}$ negali iš veikos taško M slinkti neigiamos diferencialinės varžos VACH šaka 0-P „aukštyn“ į veikos tašką „a“, dėl anksčiau aprašyto veikiančio teigiamo grįžtamojo ryšio tuneliniame diode D_{tn} , kai jo veikos taškas $\{i, u_{AK}\}$ yra VACH šakoje P-M. Taigi, šio šuolio metu įtampa $u_{is}(t)$ labai sparčiai dar labiau sumažėja nuo vertės U_M iki $u_{is}(t_2) \cong 0$, ir todėl yra formuojamas impulsinio signalo $u_{is}(t)$ užpakalinis – kritimo frontas t_f (1.47 pav., b), kurio mažėjimo (kritimo) trukmė t_f priklauso tik nuo tunelinio diodo D_{tn} parametrų, ir dažniausiai trukmė t_f taip pat yra apie 1 ns, ir mažesnė. Akivaizdu, kad ir šiuo atveju užpakalinio fronto t_f formavimo metu grandinėje tekanti srovė $i(t_2) \cong I_M = \text{const}$, ir ji negali sparčiai pakisti dėl ritelės L induktyvumo. Toliau, kaip ir pradiniu laiko momentu $t_0 = 0$, aprašytas schemos veikos procesas kartojasi ir generatoriaus su tuneliniu diodu D_{tn} (1.46 pav.) išėjime U_{is} yra generuojami relaksaciniai virpesiai $u_{is}(t)$ – impulsinių signalų pavidalu, kurių pasikartojimo periodas $T = t_2$, o suformuotų impulsų trukmė $\Delta t_s = t_2 - t_1$. Šios laiko trukmės priklauso išimtinai nuo indukcinės ritelės L induktyvumo. Induktyvumui L didėjant, trukmės T ir Δt_s taip pat didėja. Mažinant ritelės L induktyvumą galima pasiekti, kad įtampa U_{AK} tuneliniame diode D_{tn} būtų ribose: $U_P \leq U_{AK} \leq U_M$. Esant šiai sąlygai, bus generuojami beveik harmoninio pavidalo virpesiai $u_{is}(t)$, t. y. relaksatorius su tuneliniu diodu D_{tn} taps harmoninių virpesių generatoriumi. Pabaigai pasakysime, jog generatoriaus su tuneliniu diodu D_{tn} (1.46 pav.) išėjim U_{is} grandinėje įjungtas kondensatorius C atlieka skiriamąjį kondensatoriaus paskirtį – panaikina tunelinio diodo D_{tn} šuntavimą apkrovos varža R_a pastoviai srovei.

Tunelinio diodo D_{tn} pagrindiniai parametrai yra šie:

$I_{t \max}$ – maksimali tiesioginė pastovioji difuzinė srovė;

$I_{a \max}$ – maksimali atgalinė pastovioji tunelinė srovė;

I_P – slenkstinė tiesioginė pastovioji srovė VACH tunelinės šakos pike;

I_M – slenkstinė tiesioginė pastovioji srovė VACH difuzinės šakos minimume;

U_P – įtampa tuneliniame diode, kai tiesioginė srovė $I_t = I_P$;

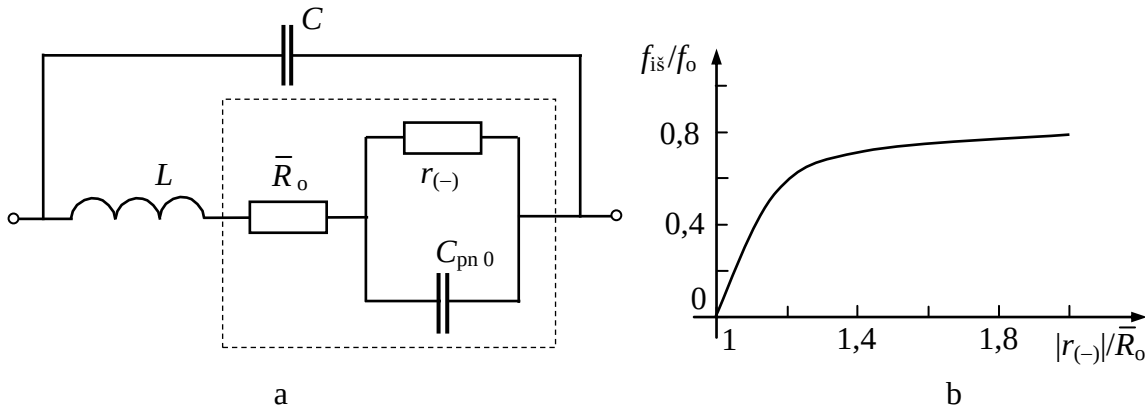
U_M – įtampa tuneliniame diode, kai tiesioginė srovė $I_t = I_M$;

$f_{\max}$ – generatoriaus su tuneliniu diodu generuojamų harmoninių virpesių maksimalus dažnis;

C_{pn0} – barjerinė talpa, kai įtampa tuneliniame diode lygi nuliui ($U_{AK} = 0$).

Dažnis $f_{\max}$ priklauso nuo tunelinio diodo D_{tn} parametrų ir gali būti nustatytas iš jo ekvivalentinės schemos, kuri yra parodyta 1.48 pav., a.

1.48 pav., a, parodytoje tunelinio diodo D_{tn} ekvivalentinėje schemoje punktyru apvesti



1.48 pav. Tunelinio diodo D_{tn} ekvivalentinė schema (a) ir relaksatoriaus su tuneliniu diodu D_{tn} (1.46 pav.) generuojamų virpesių normuoto dažnio f_{is}/f_0 priklausomybė nuo normuotos $|r_{(-)}|/\bar{R}_0$ vertės (b)

grandinės elementai aprašo tunelinio diodo D_{tn} *vidinius parametrus*, iš jų naujai naudojami yra šie parametrai: $\bar{R}_0$ – tunelinės $p^{++}-n^{++}$ sandūros labai stipriai legiruotų sričių n^{++} ir p^{++} bei jų ominių kontaktų suminė vidutinė varža; L ir C – atitinkamai tunelinio diodo D_{tn} korpuso induktyvumas ir talpa, kurie yra *išoriniai (parazitiniai)* tunelinio diodo D_{tn} parametrai. Analogiškai anksčiau išnagrinėto varikapo atveju (1.60), tunelinio diodo D_{tn} ekvivalentinės grandinės vidinei daliai (1.48 pav., a) parašysime p–n sandūros kompleksinės vidinės varžos $Z_{pn\,tn}$ išraišką:

$$Z_{pn\,tn} = \bar{R}_0 + \{[-r_{(-)}/(j \cdot \omega \cdot C_{pn})]/[-r_{(-)} + 1/(j \cdot \omega \cdot C_{pn})]\} = \\ = \{\bar{R}_0 - |r_{(-)}|/[(\omega \cdot r_{(-)} \cdot C_{pn})^2 + 1]\} - j \cdot \{(\omega \cdot C_{pn} \cdot r_{(-)}^2)/[(\omega \cdot r_{(-)} \cdot C_{pn})^2 + 1]\}. \quad (1.92)$$

Iš (1.92) matome, jog tunelinio diodo D_{tn} VACH neigiamos diferencialinės varžos $r_{(-)}$ srityje tunelinis diodas D_{tn} generatoriaus schemeje gali generuoti tik tuo atveju, kai realioji $Z_{pn\,tn}$ dalis išlieka neigiama visame generuojamų dažnių $\omega_{min}-\omega_{max}$ diapazone. Kai dažnis $\omega \Rightarrow 0$, iš (1.92) gauname $\text{Re } Z_{pn\,tn}$ išraišką:

$$\text{Re } Z_{pn\,tn} = \bar{R}_0 - |r_{(-)}|, \quad (1.93)$$

ir iš čia turime tuneliniam diodui D_{tn} būtiną generacijos sąlygą:

$$|r_{(-)}| \geq \bar{R}_0. \quad (1.93a)$$

Kai yra tenkinama sąlyga (1.93a), iš išraiškos (1.92) matome, jog, didėjant dažniui ω , vertė $\text{Re } Z_{pn\,tn}$ išlieka neigiama ir artėja prie nulio. Iš čia ir (1.92) parašome sąlygą, leidžiančią apskaičiuoti generatoriaus su tuneliniu diodu D_{tn} maksimalią generacijos dažnį $f_{max} = \omega_{max}/(2\pi)$:

$$\bar{R}_0 - |r_{(-)}|/[(2 \cdot \pi \cdot f_{max} \cdot r_{(-)} \cdot C_{pn})^2 + 1] = 0, \quad (1.94)$$

ir iš čia gauname:

$$f_{max} = [(|r_{(-)}|/\bar{R}_0) - 1]^{1/2}/(2 \cdot \pi \cdot |r_{(-)}| \cdot C_{pn}). \quad (1.94a)$$

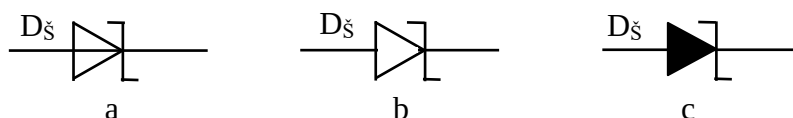
Iš gautos išraiškos (1.94a) matome, kad relaksatoriaus su tuneliniu diodu D_{tn} (1.46 pav.) generuojamų virpesių dažnis f_{is} yra priklausomas nuo $r_{(-)}$ vertės – jos moduliui didėjant, dažnio f_{is} vertė taip pat didėja. Tai yra parodyta 1.48 pav., b.

Dėl tunelinio diodo D_{tn} korpuso parazitinių L ir C parametrų (1.48 pav.) generatoriaus su realiu tuneliniu diodu D_{tn} generuojamų virpesių dažnis f_{max} yra visada mažesnis už pagal (1.94a) apskaičiuotą vertę. Be to, didelę įtaką turi $p^{++}-n^{++}$ sandūros barjerinė talpa C_{pn} , kuri dėl labai stipraus n^{++} ir p^{++} sričių legiravimo yra gana didelė (1.40) – $C_{pn} = 10-50$ pF ir daugiau. Todėl generatoriaus su tuneliniu diodu D_{tn} generuojamų signalų maksimalus dažnis f_{max} įprastai neviršija 1 GHz. Čia reikia pasakyti, kad 1.46 pav., a, parodytos generatoriaus

schemos su tuneliniu diodu D_{tn} apkrovos varža R_a (1.47 pav., a) yra tunelinio diodo D_{tn} vidutinė varža $\bar{R}_o$ ($\bar{R}_o = R_a$). Kita vertus, ši parazitinė tunelinio diodo varža $\bar{R}_o$ gali būti nuosekliai sujungta su apkrovos varža R_a . Taip pat į apkrovos grandinę reikia įskaityti pastoviosios maitinimo įtampos šaltinio $\mathcal{E}$ (1.46 pav.) vidaus varžą R_i ir todėl tokiu atveju tuneliniam diodui D_{tn} būtina generacijos sąlyga (1.93) yra parašoma taip:

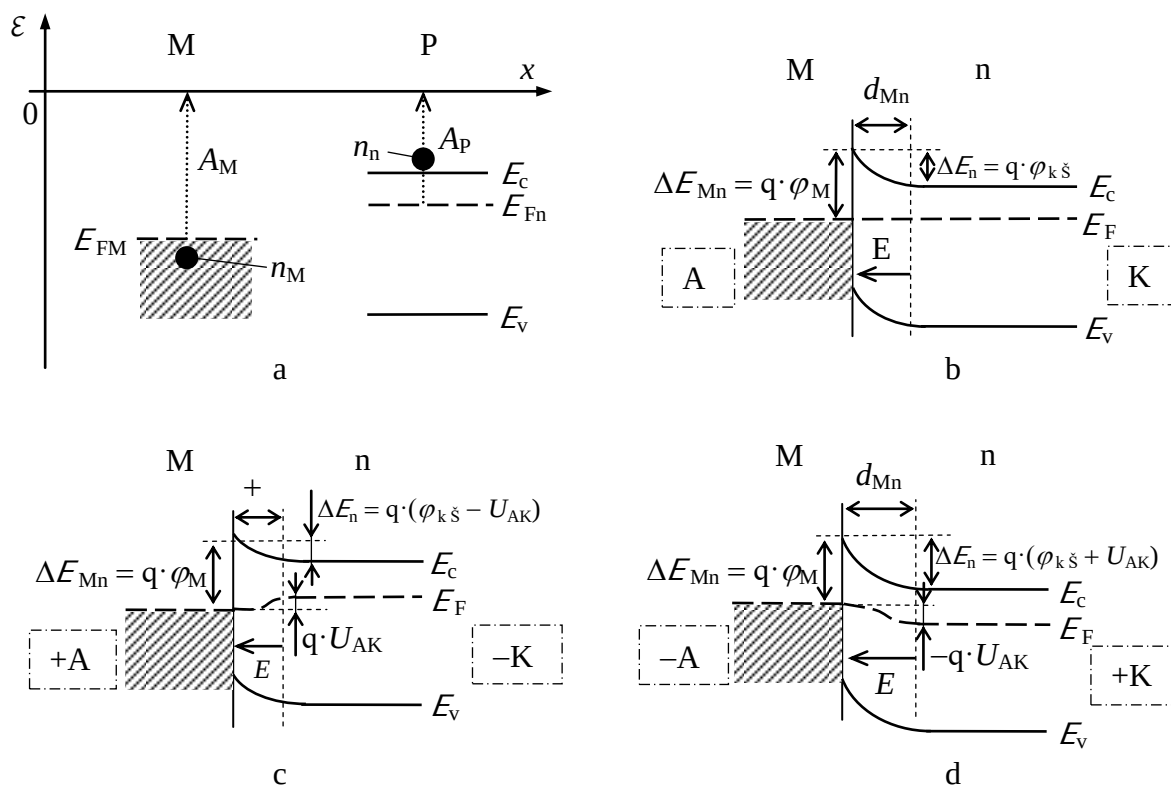
$$|r_{(-)}| \geq R_i + \bar{R}_o + R_a. \quad (1.95)$$

6. **Šotkio diodas** (D_δ) – puslaidininkinis diodas, kurio pagrindinė savybė pasireiškia tuo, jog tekant srovei tiesiogine kryptimi jame nėra šalutinių krūvininkų injekcijos. Todėl Šotkio diodas D_δ neturi difuzinės talpos: $C_{Mn\ d} \cong 0$. Šotkio diodo D_δ grafiniai simboliai yra parodyti 1.49 pav.



1.49 pav. Šotkio diodo D_δ grafiniai simboliai

Šotkio diodo D_δ veikla yra pagrįsta kontakto tarp puslaidininkio P ir metalo M savybėmis, kurių paaiškinimui 1.50 pav. yra parodytos atitinkamos energinės diagramos.



1.50 pav. Laisvųjų elektronų n_M ir n_n (●) termodinaminio išlaisvinimo darbo A_M ir A_P atitinkamai iš neutralaus metalo M ir iš neutralaus n– puslaidininkio P energinės diagramos (a) ir Šotkio diodo D_δ M–n sandūros energinės diagramos, esant įvairioms pridėtos įtampos U_{AK} vertėms: b – $U_{AK} = 0$, c – $U_{AK} > 0$ (tiesioginė kryptis), d – $U_{AK} < 0$ (atgalinė kryptis)

Anksčiau aprašėme puslaidininkio omini kontaktą (1.25 pav.), kuris yra padarytas taip, kad neturėtų diodo savybių – praleistų pastoviąją srovę abiem kryptimis vienodai. Kad metalo ir puslaidininkio kontaktas M–P įgautų diodo savybes, yra naudojamas metalas M, kurio laisvųjų elektronų n_M termodinaminis išlaisvinimo darbas A_M yra didesnis už laisvųjų elektronų n_n termodinaminį išlaisvinimo darbą A_P n– puslaidininkyje P (1.50 pav., a).

Iš 1.50 pav., a, matome, jog Šotkio sandūra susidaro tik tuomet, kai yra tenkinama sąlyga:

$$A_M > A_P, \quad (1.96)$$

ir esant šiai sąlygai, suglaudus metalą M su n– puslaidininkiu P, pradžioje elektronų srautas ($n_n \cdot \Delta V$) iš n– puslaidininkio P yra didesnis už elektronų srautą ($n_M \cdot \Delta V$) iš metalo M. Todėl M–P sandūros kontakto metalas M yra įkraunamas neigiamu krūviu $-Q_M$, o n– puslaidininkis P – teigiamu krūviu $+Q_P$, ir visada turime lygybę: $|-Q_M| = Q_P$, nes tai kyla iš darinio krūvio neutralumo sąlygos. Dėl šio proceso atsiranda vidinis elektrinis laukas E_{MP} ir kontaktinis potencialas $|\varphi_{k\check{s}}| > 0$, kurie didėja tol, kol priešpriešiniai elektronų srautai ($n_M \cdot \Delta V$) ir ($n_n \cdot \Delta V$) atitinkamai iš metalo M ir n– puslaidininkio P susilygina. Todėl Fermi lygmuo E_{FM} metale M tenkina šią sąlygą: $E_{FM} = E_{Fn} \equiv E_F$, o tai atitinka Fermi lygmenį E_{Fn} n– puslaidininkyje P ir proceso pabaigoje nusistovi termodinaminė pusiausvyra (1.50 pav., b). Akivaizdu, jog Šotkio diodo D_š anodas A yra metalas M, o katodas K – n– puslaidininkis P.

Šotkio M–n sandūros kontaktinis potencialas $\varphi_{k\check{s}}$, analogiškai p–n sandūrai (1.30), yra parašomas taip:

$$\varphi_{k\check{s}} = (A_M - A_P)/q. \quad (1.96a)$$

I Šotkio M–n sandūrą galima žiūrėti kaip į nesimetrinę p⁺–n sandūrą ir todėl anksčiau gautą išraišką (1.35) galima pritaikyti Šotkio M–n sandūros kontaktiniam potencialui $\varphi_{k\check{s}}$ įvertinti:

$$\begin{aligned} \varphi_{k\check{s}} &= (k \cdot T/q) \cdot \ln(n_n \cdot p_p / n_i^2) = (k \cdot T/q) \cdot \ln[(n_n \cdot p_p) / (n_p \cdot p_p)] = \\ &= (k \cdot T/q) \cdot \ln(n_n / n_p) \cong (k \cdot T/q) \cdot \ln(n_n / n_M), \end{aligned} \quad (1.97)$$

čia n_M – laisvųjų elektronų tankis Šotkio M–n sandūros kontakto metale M.

Iš akivaizdžios nelygybės $n_M \gg n_n$ matome, kad nuskurdinta Šotkio sandūros M–n sritis ytra išimtinai n– puslaidininkyje P (1.50 pav., b) ir jos storis d_{Mn} , analogiškai išraiškai (1.39), yra parašomas taip:

$$d_{Mn} \cong [2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \varphi_{k\check{s}} / (q \cdot N_d)]^{1/2}, \quad (1.98)$$

Šotkio diodo D_š M–n sandūros barjerinė talpa C_{Mn} , analogiškai (1.40), yra išreiškiama taip:

$$C_{Mn} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S_{Mn} / [2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \varphi_{k\check{s}} / (q \cdot N_d)]^{1/2}, \quad (1.99)$$

čia S_{Mn} – Šotkio M–n sandūros plotas.

Išnagrinėsime Šotkio M–n sandūros VACH. Tam, pažiūrėję į p–n sandūros energines diagramas 1.21 pav. ir 1.22 pav., prisimename, jog, pridėjus įtampą $U_{AK} > 0$ – tiesioginę kryptimi, Fermi lygmuo E_{Fn} n– puslaidininkyje P pakyla „aukšty“ Fermi lygmens E_F , esančio termodinaminėje pusiausvyroje, atžvilgiu. Ir atvirkščiai, kai $U_{AK} < 0$ – atgaline kryptimi, Fermi lygmuo E_{Fn} n– puslaidininkyje P nusileidžia „žemyn“. Kadangi puslaidininkio P varža R_p yra didesnė už tokių pat gabaritų metalo M varžą $R_M \ll R_p$, tai pridėta įtampa U_{AK} yra išimtinai n– puslaidininkyje P, o būtent jo nuskurdintoje srityje. Tai iliustruoja 1.50 pav., c ir d, parodytos Šotkio M–n sandūros energinės diagramos atitinkamai, kai Šotkio sandūra M–n yra įjungta tiesiogine kryptimi – $U_{AK} > 0$, ir atgaline kryptimi – $U_{AK} < 0$. Kita vertus, iš elektros kurso žinome, jog metalo kūnui esant elektriniame lauke E , to kūno viduje nusistovi elektrinis laukas $E_M \cong 0$. Todėl prie Šotkio diodo D_š prijungtos įtampos U_{AK} kuriamas papildomas elektrinis laukas E_{UAK} faktiškai neveikia laisvųjų elektronų n_M Šotkio M–n sandūros metale M.

Šiluminės emisijos elektronų sąlygotos srovės tankis j_M iš metalo M į vakuumą yra nusakomas Ričardsono formule:

$$j_M = R \cdot T^2 \cdot \exp[-A_M / (k \cdot T)], \quad (1.100)$$

čia: $R = 4 \cdot \pi \cdot q \cdot m_n^* \cdot k^2 / h^3$ – Ričardsono konstanta; m_n^* – efektyvioji elektrono masė; h – Planko

konstanta; k – Bolcmano konstanta.

Šotkio M–n sandūros atveju laisvieji elektronai n_M iš metalo M į puslaidininkį P gali patekti tik įveikę potencialo barjerą $\Delta E_s = q \cdot \varphi_M$ (1.50 pav., a, b), kuris yra parašomas taip:

$$\Delta E_s = q \cdot \varphi_M = A_M - A_P - E_c - E_{Fn}. \quad (1.101)$$

Todėl, analogiškai išraiškai (1.100), srovės tankį j_M parašome taip:

$$j_M = R \cdot T^2 \cdot \exp[-q \cdot \varphi_M / (k \cdot T)], \quad (1.102)$$

čia potencialo barjeras ($q \cdot \varphi_M$) nepriklauso nuo pridėtos įtampos U_{AK} .

Termodinaminės pusiausvyros atveju, kai $U_{AK} = 0$, srovės tankis $j_M = j_P$ – srovės tankis iš n– puslaidininkio P į metalą M ir yra išreiškiamas analogiškai:

$$j_P = R \cdot T^2 \cdot \exp[-q \cdot \varphi_M / (k \cdot T)],$$

čia potencialo barjeras ($q \cdot \varphi_M$) jau priklauso nuo pridėtos įtampos U_{AK} ir todėl turime:

$$j_P = R \cdot T^2 \cdot \exp\{-q \cdot [\varphi_M - (\pm U_{AK})] / (k \cdot T)\}, \quad (1.103)$$

čia įtampa U_{AK} yra įrašoma su ženklu + tiesioginės ir su ženklu – atgalinės krypties atveju.

Iš (1.102) ir (1.103) randame visą srovės tankį j_s per Šotkio M–n sandūrą:

$$\begin{aligned} j_s &= j_P - j_M = R \cdot T^2 \cdot \exp\{-q \cdot [\varphi_M - (\pm U_{AK})] / (k \cdot T)\} - R \cdot T^2 \cdot \exp[-q \cdot \varphi_M / (k \cdot T)] = \\ &= j_s \cdot \{\exp[q \cdot U_{AK} / (k \cdot T)] - 1\}, \end{aligned} \quad (1.104)$$

čia $j_s = R \cdot T^2 \cdot \exp[-q \cdot \varphi_M / (k \cdot T)]$ – Šotkio diodo D_s atgalinės srovės tankio teorinė vertė.

Padauginę srovės tankį j_s iš Šotkio M–n sandūros ploto S_{Mn} , gausime Šotkio diodo D_s VACH – srovės I_s priklausomybę nuo įtampos U_{AK} :

$$I_s = I_s \cdot \{\exp[q \cdot U_{AK} / (k \cdot T)] - 1\} = I_s \cdot [\exp(U_{AK} / \varphi_T) - 1]. \quad (1.105)$$

Iš (1.105) matome, kad gauta išraiška yra analogiška p–n sandūros (puslaidininkinio diodo) VACH išraiškai (1.28).

Taigi, prie Šotkio M–n sandūros prijungus įtampą $U_{AK} > 0$ – tiesiogine kryptimi, srovė I_P iš n– puslaidininkio (P) viršija srovę I_M iš metalo (M) ir per Šotkio diodą teka tiesioginė srovė $I_t > 0$. Šią srovę sudaro nesukompensuotų elektronų srauto dalis $(n_n \cdot \Delta V - n_M \cdot \Delta V)$ iš n– puslaidininkio P į metalą M.

Iš 1.50 pav., c, matome, jog judančių iš n– puslaidininkio P elektronų $(n_n \cdot \Delta V)$ vidutinė energija $\varepsilon_{k(P)}$ dėl šioje n– srityje esančio barjero $\Delta E_n = q \cdot (\varphi_{k(s)} - U_{AK})$ yra didesnė už elektronų $(n_M \cdot \Delta V)$ vidutinę energiją $\varepsilon_{k(M)}$ metale M: $\varepsilon_{k(P)} > \varepsilon_{k(M)}$. Todėl šis reiškinys yra vadinamas „karštųjų“ elektronų injekcija. Kita vertus, elektronai yra pagrindiniai krūvininkai metale M ir iš čia kyla teiginys:

Šotkio diode nėra šalutinių krūvininkų kaupimo efekto ir kartu – difuzinės talpos:

$$C_{pn d(s)} \cong 0.$$

Dėl šios savybės Šotkio diodai veikia labai plačiame dažnių diapazone (iki kelių dešimčių GHz ir daugiau) ir turi labai trumpas persijungimo iš tiesioginės krypties į atgalinę kryptį trukmes $\Delta t < 1$ ns.

Prie Šotkio M–n sandūros prijungus įtampą $U_{AK} < 0$ – atgaline kryptimi (1.50 pav., d), srovė I_P iš n– puslaidininkio P pasidaro mažesnė už srovę I_M iš metalo M ir per Šotkio diodą teka labai maža atgalinė srovė $|-I_s| < I_s$ – p–n sandūros srovė, ir didėjant $|U_{AK}|$, srovė I_s išlieka beveik pastovios vertės $-I_s \cong \text{const}$. Iš 1.50 pav., d, taip pat matome, jog, esant pakankamai didelėms atgalinės įtampos $|U_{AK}|$ vertėms, n– puslaidininkyje P laidumo juostos dugno energinis lygmuo E_c gali „nusileisti“ žemiau Fermi lygmens E_{FM} metale M.

Todėl laidumo elektronai n_n iš n -puslaidininkio P, esant pakankamai mažam d_{Mn} (1.98), gali tuneliuoti į metalą M ir sukelti geroką atgalinės srovės $-I_s$ modulio I_s padidėjimą ir stiprią jos priklausomybę nuo įtampos $-U_{AK}$ atgaline kryptimi.

Realių Šotkio diodų VACH šiek tiek skiriasi nuo teoriškai apskaičiuotų iš (1.105), nes metalurginėje sandūroje M–n tarp metalo M ir n -puslaidininkio P susidaro labai plonas tarpinis dielektriko sluoksnis. Todėl praktikoje yra taikoma empirinė srovės I_s išraiška:

$$I_s = I_s^* \cdot \{ \exp [U_{AK} / (m^* \cdot \varphi_T)] - 1 \}, \quad (1.106)$$

čia I_s^* ir $m^* = 1 - 1,5$ – nustatomi eksperimentu.

Šotkio diodo D_s pagrindiniai parametrai yra šie:

$I_{t\ s\ max}$ – maksimali tiesioginė pastovioji srovė;

$I_{a\ s\ max}$ – maksimali atgalinė pastovioji srovė;

$U_{d\ s}$ – įtampa diode, esant pasirinktai tiesioginei pastoviajai srovei $I_{d\ s} = 0,1 \cdot I_{t\ s\ max}$;

$U_{s\ max}$ – maksimali atgalinė įtampa, esant pasirinktai atgalinei pastoviajai srovei

$$I_{a\ s} = 0,1 \cdot I_{d\ s};$$

$f_{s\ max}$ – maksimalus veikos dažnis;

C_{Mn0} – barjerinė talpa, kai įtampa Šotkio diode lygi nuliui ($U_{AK} = 0$).

Pagrindinė Šotkio diodų taikymo elektronikoje paskirtis yra įvairiai moduluotų labai aukšto dažnio signalų detekcija, nes jų $f_{s\ max}$ siekia dešimtis ir šimtus GHz. Taip pat Šotkio M–n sandūra yra plačiai taikoma dvipolių (bipoliarinių) tranzistorių charakteristikoms gerinti, tam šuntuojant jų atitinkamas p–n sandūras – kolektoriaus arba (ir) emiterio, ir šuntuojant kolektoriaus ir emiterio išvadus (kontaktus) tarpusavyje. Šis būdas leidžia labai sumažinti stipriai įsotinto dvipolio tranzistoriaus išjungimo trukmę t_s , o tai yra svarbu sparčiose loginių operacijų schemose ir įvairiuose impulsiniuose įrenginiuose, kuriuose dvipolis tranzistorius yra perjungiamas iš atkirtos į soties veiką ir atvirkščiai – naudojamas „rakto“ veikoje.

Čia turime pasakyti, jog kai kada Šotkio diodo žymėjimo simbolis (1.49 pav.) yra naudojamas žymėti dvipusiam stabilitronui – *simistoriui*, t. y. tokiam puslaidininkiniam įtaisui, kuris atitinka priešingomis kryptimis nuosekliai sujungtus du stabilitronus. Taigi, toks puslaidininkinis įtaisas, įjungtas į elektroninę grandinę, stabilizuoja (pastovina) įtampą abiem kryptimis, kai įtampos $\pm U_{AK}$ vertė grandinėje viršija pramušimo (pastovinimo) įtampą U_p ((1.62), (1.63)): $|\pm U_{AK}| > U_p$, čia bendru atveju pramušimo įtampų $U_{p1,2}$ vertės skirtingomis kryptimis gali būti skirtingos: $U_{p1} \neq U_{p2}$.

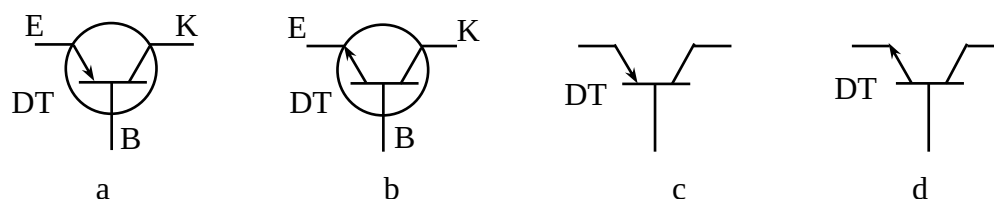
1.3. Aktyvieji radiotechniniai elementai – tranzistoriai (tiesinė veika)

Šiame skyriuje yra pateikti dvipolių (bipoliarinių) ir vienpolių (lauko) tranzistorių (atitinkamai DT ir VT) pamatinių savybių – VACH priklausomybės nuo tranzistoriaus jungimo schemas tipo ir šių savybių matematinis modeliavimas Eberso ir Molo modeliu. Taip pat yra pateiktos elementariųjų tranzistorinių stiprinimo pakopų su DT ir VT pamatinės savybės ir parametrai, bei jų priklausomybės nuo poveikio signalo dažnio $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$. DT ir VT tranzistorių veika ir savybės yra paaiškinamos remiantis puslaidininkių fizikos principais.

1.3.1. Dvipolis (bipolarinis) tranzistorius (DT)

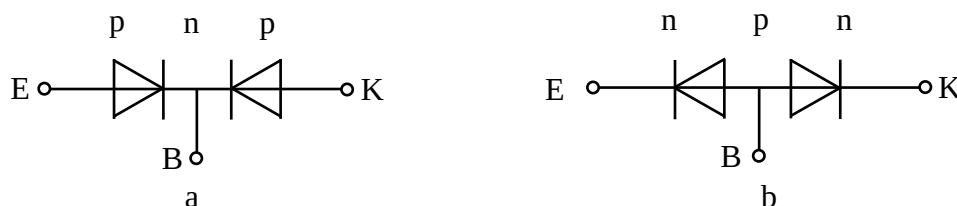
Dvipolis (bipolarinis) tranzistorius (DT) – puslaidininkinis įtaisas, kurio pagrindinė paskirtis – stiprinti kintamųjų elektrinių signalų galią: $p = u \cdot i > 1$. Kita esminė paskirtis – pastoviosios įtampos U_+ arba (ir) srovės I_+ keitimas atitinkamai į kintamąją įtampą U_- arba (ir) srovę I_- , atitinkamai $P_+ \Rightarrow P_-$. Dvipolio tranzistoriaus DT grafiniai simboliai yra parodyti

1.51 pav., čia a ir b atitinka europinį standartą, o c ir d – amerikietiškaį standartą.



1.51 pav. Dvipolio tranzistoriaus DT grafiniai simboliai: a ir b – europinis standartas; c ir d – amerikietiškais standartas

1.51 pav. dvipolio tranzistoriaus DT išvadai pažymėti taip: B – bazė, E – emiteris, K – kolektorius. Emiterio išvado (kontakto) rodyklės kryptis bazės ženklo – bazės kontaktui statmeno brūkšnelio atžvilgiu parodo tiesioginės emiterio pastoviosios srovės I_E kryptį emityje E ir kartu DT laidumo tipą n–p–n, arba p–n–p. Kai emiterio E rodyklė nukreipta į bazę B, turime p–n–p tranzistorių (1.51 pav., a, c), o kai emiterio E rodyklė nukreipta nuo bazės B, turime n–p–n tranzistorių (1.51 pav., b, d). Simboliai p–n–p arba n–p–n, kaip ir diodo atveju (1.20 pav.), nurodo puslaidininkių, iš kurių yra padarytas tranzistorius, laidumo tipą: p–n–p atveju emiteris E ir kolektorius K yra p– tipo, o n–p–n atveju atvirkščiai – emiteris E ir kolektorius K yra n– tipo. Bazės B laidumo tipą nurodo vidurinis simbolis: n– arba p–. Taigi iš 1.51 pav. matome, jog DT turi tris puslaidininkinius sluoksnius, tarp kurių yra dvi p–n sandūros. Todėl į šį darinį galima žiūrėti kaip į nuosekliai sujungtų dviejų diodų jungtį, kurios ekvivalentinė schema yra pavaizduota 1.52 pav.

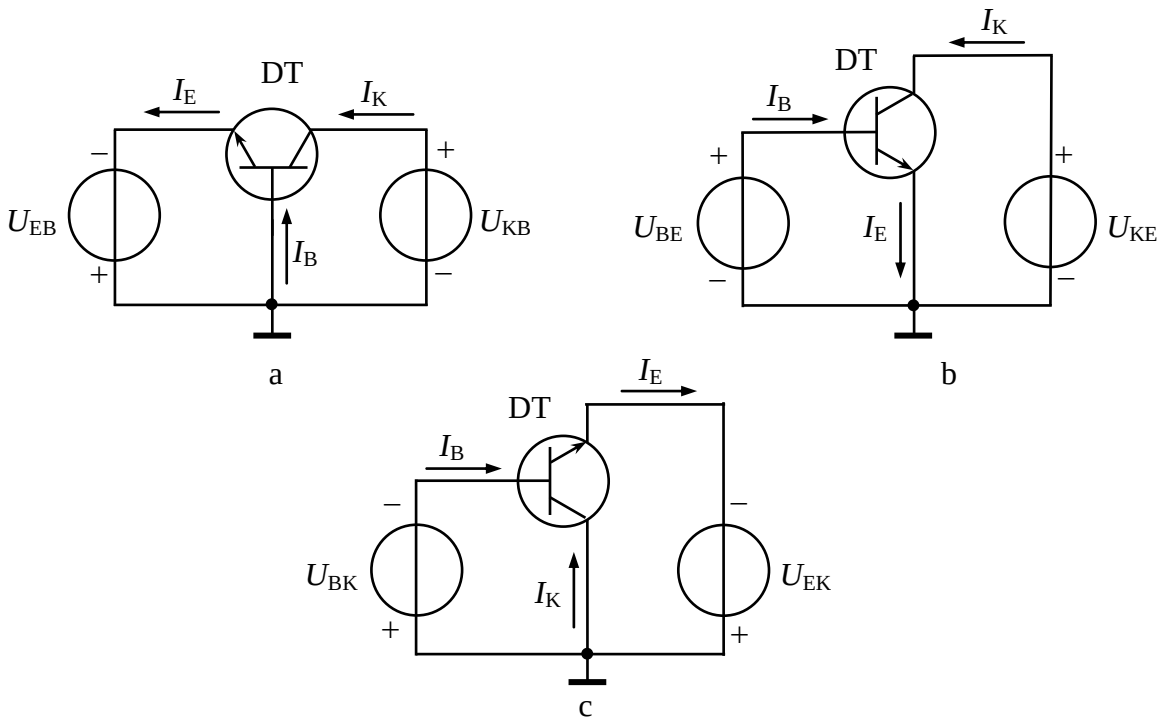


1.52 pav. Dvipolio tranzistoriaus DT ekvivalentinė schema: a – DT n–p–n laidumo atveju; b – DT p–n–p laidumo atveju

Čia būtina įsiminti, jog du nuosekliai sujungti diodai neturi DT būdingų savybių, nes tokia grandinė signalų nestiprina. Tačiau diodinis DT ekvivalentas leidžia vaizdžiau suprasti įtampų poliaringumo ir tekančių srovių verčių sąryšį tranzistoriaus išvaduose. Kita vertus, diodinis tranzistoriaus ekvivalentas taip pat yra dažnai naudojamas teoriniuose DT matematinio modeliavimo metoduose, pavyzdžiui, Eberso ir Molo modelyje, kurį išnagrinėsime toliau šiame poskyryje. Pagrindinėms DT elektrinėms savybėms ir charakteristikoms išsiaiškinti nagrinėsime n–p–n DT, nes p–n–p DT atveju skirsis tik įtampų poliaringumai ir srovių kryptys jo atitinkamuose E, B ir K išvaduose.

1.53 pav. yra parodytos trys DT jungimo grandinės VACH tyrimui: a – bendros bazės (BB); b – bendro emiterio (BE) ir c – bendro kolektoriaus (BK).

1.53 pav. taip pat yra parodyti atitinkamų pastoviųjų įtampų šaltinių U (arba $U_{\pm}$) jungimo poliaringumai ir tekančių pastoviųjų srovių I (arba $I_{\pm}$) kryptys DT išvaduose, kai tranzistorius veikia anomalija veika. Įtampų šaltinių U_{ij} ir srovių I_j indeksai i, j , j atitinka DT išvadų pavadinimus: $i, j \Rightarrow E, B, K$. Taip pat 1.53 pav. parodyti įtampų šaltinių poliaringumai ir srovių kryptys atitinka n–p–n tranzistoriaus *normalią veiką* – kolektoriaus ir bazės p–n sandūra yra įjungta atgaline kryptimi ($U_{KB} > 0$), o emiterio ir bazės p–n sandūra – tiesiogine kryptimi ($U_{EB} < 0$). Palyginę šias grandines su DT ekvivalentine grandine 1.52 pav., taip pat matome: visose tranzistoriaus jungimo schemose emiterio ir bazės p–n sandūra (emiterinė p–n sandūra) yra įjungta tiesiogine kryptimi, o kolektoriaus ir bazės p–n sandūra (kolektorinė p–n



1.53 pav. Trys dvipolio tranzistoriaus DT jungimo grandinės VACH tyrimui: a – bendros bazės (BB); b – bendro emiterio (BE); c – bendro kolektoriaus (BK)

sandūra) – atgaline kryptimi.

Pagrindinė DT savybė yra jo kolektoriaus srovės I_K priklausomybė nuo srovės I_B bazėje arba srovės I_E emityrėje. Šios priklausomybės nuo pastoviųjų I_B arba I_E yra nusakomos taip:

$$I_K = \beta_0 \cdot I_B, \quad I_K = \alpha_0 \cdot I_E, \quad (1.107)$$

čia: $\beta_0 = I_K / I_B$ – bazės B pastoviosios srovės I_B stiprinimo koeficientas, nes $\beta_0 > 1$; $\alpha_0 = I_K / I_E$ – emiterio E pastoviosios srovės I_E perdavimo koeficientas, nes $\alpha_0 < 1$.

Visose DT jungimo schemose (1.53 pav.) galioja srovių balanso lygtis (pirmoji Kirchhofo taisyklė):

$$I_E = I_K + I_B, \quad I_E \sim I_K \sim I_B, \quad i_E(t) = i_K(t) + i_B(t), \quad \mathbf{I}_E = \mathbf{I}_K + \mathbf{I}_B. \quad (1.108)$$

Bendros bazės schema (BB) (1.53 pav., a) DT įėjimo srovė yra emiterio E srovė I_E , o išėjimo – kolektoriaus K srovė I_K . Todėl šiai grandinei yra įvedamas emiterio E pastoviosios srovės I_E perdavimo koeficientas α_0 :

$$\alpha_0 = I_K / I_E. \quad (1.109)$$

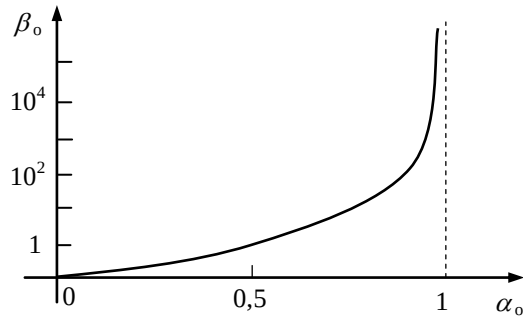
Iš (1.107) – (1.109) gauname DT koeficientų α_0 ir β_0 sąryšius:

$$\beta_0 = \alpha_0 / (1 - \alpha_0), \quad (1.110)$$

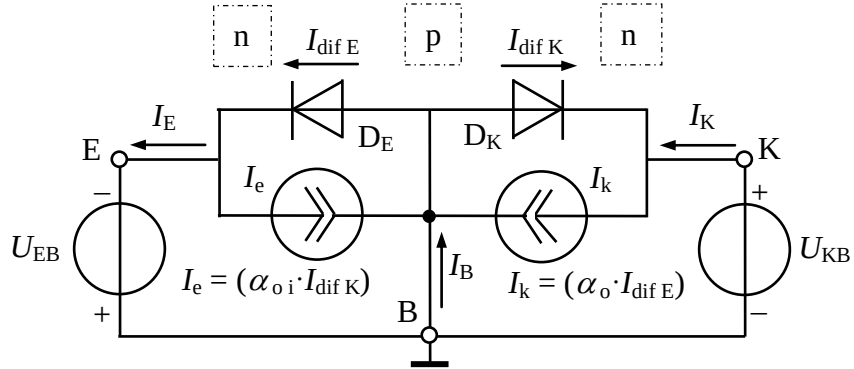
$$\alpha_0 = \beta_0 / (\beta_0 + 1). \quad (1.111)$$

Kadangi koeficientai α_0 ir β_0 negali būti neigiami ($\alpha_0 \geq 0$, $\beta_0 \geq 0$), tai iš (1.110) ir (1.111) parašomos nelygybės: $\alpha_0 \leq 1$, o $\beta_0 > 0$ ir, kai $\alpha_0 \Rightarrow 1$, koeficientas $\beta_0 \Rightarrow \infty$. Tai parodyta 1.54 pav.

Panaudojus DT diodinį ekvivalentą (1.52 pav.), BB grandinė (1.53 pav., a) yra matematiškai modeliuojama Eberso ir Molo ekvivalentine schema, kuri yra parodyta 1.55 pav., čia nėra įskaitytos DT emiterio E, bazės B ir kolektoriaus K pasyviųjų sričių atitinkamos varžos $R_{E'E}$, $R_{B'B}$ ir $R_{K'K}$.



1.54 pav. Dvipočio tranzistoriaus DT koeficientų α_o ir β_o (1.110) sąryšio kreivė



1.55 pav. Dvipočio n-p-n tranzistoriaus Eberso ir Molo ekvivalentinė schema BB jungimo grandinėje

Eberso ir Molo ekvivalentinėje schemoje (1.55 pav.) DT aktyvioji veika yra modeliuojama ekvivalentiniu srovės šaltiniu $I_k = (\alpha_o \cdot I_{dif E})$ ir $I_e = (\alpha_{oi} \cdot I_{dif K})$, kurie yra valdomi per idealius diodus D_E ir D_K tekančių atitinkamų difuzinių srovių $I_{dif E}$ ir $I_{dif K}$.

Analogiškai (1.28), srovės $I_{dif E}$ ir $I_{dif K}$ yra parašomos taip:

$$I_{dif E} = I_{sE} \cdot [\exp(U_{BE}/\varphi_T) - 1], \quad \text{kai } U_{BK} = 0, \quad (1.112)$$

$$I_{dif K} = I_{sK} \cdot [\exp(U_{BK}/\varphi_T) - 1], \quad \text{kai } U_{BE} = 0, \quad (1.113)$$

čia: I_{sE} ir I_{sK} – atitinkamų idealių diodų D_E ir D_K atgalinės soties srovės, esant trumpajam jungimui kitoje p-n sandūroje, atitinkamai DT kolektoriaus K ir bazės B arba emiterio E ir bazės B.

Taikant pirmąją Kirchhofo taisyklę, DT išvadų E, K ir B mazguose (1.55 pav.) srovių I_E , I_{DE} , I_K , I_{DK} ir I_B vertėms atitinkamai galima parašyti:

$$E \Rightarrow -I_E + I_{dif E} - \alpha_{oi} \cdot I_{dif K} = 0, \quad (1.114)$$

$$K \Rightarrow I_K + I_{dif K} - \alpha_o \cdot I_{dif E} = 0, \quad (1.115)$$

$$B \Rightarrow I_B + \alpha_{oi} \cdot I_{dif K} + \alpha_o \cdot I_{dif E} - I_{dif E} - I_{dif K} = 0, \quad (1.116)$$

čia: $\alpha_{oi} = I_{Ei}/I_{Ki}$ – DT kolektoriaus K srovės perdavimo koeficientas inversiniame tranzistoriaus jungime, kai BB schemoje (1.53 pav.) emiteris E sukeičiamas vietomis su kolektoriumi $K \leftrightarrow E$, t. y. šiuo atveju kolektorinė p-n sandūra yra įjungta tiesiogine, o emiterinė p-n sandūra – atgaline kryptimis.

Iš lygčių sistemos (1.112)–(1.116) randame DT srovių I_E , I_K ir I_B priklausomybes nuo įtampų U_{BE} ir U_{KB} atitinkamai DT emiterinėje ir kolektorinėje p-n sandūrose:

$$\left. \begin{aligned} I_E &= a_{11} \cdot [\exp(U_{BE}/\varphi_T) - 1] + a_{12} \cdot [\exp(U_{BK}/\varphi_T) - 1], \\ I_K &= a_{21} \cdot [\exp(U_{BE}/\varphi_T) - 1] + a_{22} \cdot [\exp(U_{BK}/\varphi_T) - 1], \\ I_B &= a_{31} \cdot [\exp(U_{BE}/\varphi_T) - 1] + a_{32} \cdot [\exp(U_{BK}/\varphi_T) - 1], \end{aligned} \right\} \quad (1.117)$$

čia parametrai a_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$):

$$\left. \begin{aligned} a_{11} &= I_{sE}, & a_{12} &= -\alpha_o i \cdot I_{sK}, & a_{21} &= \alpha_o \cdot I_{sE}, \\ a_{22} &= -I_{sK}, & a_{31} &= (1 - \alpha_o) \cdot I_{sE}, & a_{32} &= (1 - \alpha_o i) \cdot I_{sK}. \end{aligned} \right\} (1.118)$$

Išraiškose (1.117) įtampos U_{BE} ir U_{BK} yra įrašomos su savo ženklu „+“ tiesiogine kryptimi ir su ženklu „-“ užtvatine (atgaline) kryptimi.

Lygtys (1.117), kurių koeficientai (1.118) išreikšti keturiais DT parametrais: α_o , $\alpha_o i$, I_{sE} ir I_{sK} , yra vadinamos *Eberso ir Molo lygtimis*. Šios lygtys aprašo DT VACH.

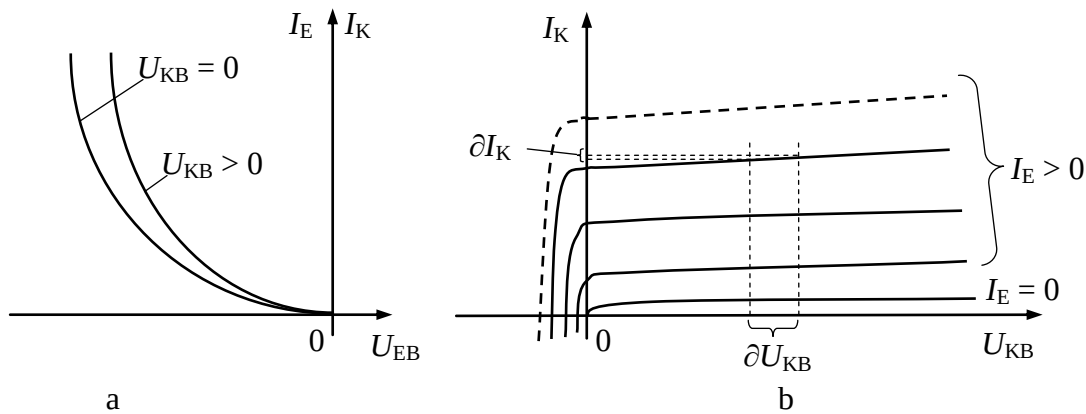
DT veikai nusakyti BB grandinėje (1.53 pav., a) yra naudojamos:

įėjimo VACH: $I_E(U_{EB})$, esant pasirinktai įtampai $U_{KB} = \text{const}$;

išėjimo VACH: $I_K(U_{KB})$, esant pasirinktai srovei $I_E = \text{const}$;

perdavimo charakteristika: $I_K(U_{EB})$, esant pasirinktai įtampai $U_{KB} = \text{const}$.

Iš (1.117) ir (1.118) apskaičiuotos BB schemoje tranzistoriaus įėjimo $I_E(U_{EB})$, perdavimo $I_K(U_{EB})$ ir išėjimo $I_K(U_{KB})$ VACH yra parodytos 1.56 pav.



1.56 pav. Iš (1.117) ir (1.118) apskaičiuotos n-p-n tranzistoriaus BB schemoje įėjimo $I_E(U_{EB})$ ir perdavimo $I_K(U_{EB})$ VACH (a) ir išėjimo $I_K(U_{KB})$ VACH (b)

Iš įėjimo $I_E(U_{EB})$ VACH (1.56 pav., a) ir perdavimo $I_K(U_{EB})$ charakteristikos (1.56 pav., a) matome, kad jos turi matematinės eksponentinės funkcijos e^x pavidalą. Todėl, analogiškai diodo VACH (1.28), jos dideliu tikslumu yra aprašomos panašia aproksimacija:

$$I_E = I_{sE}(T, U_{KB})/\exp(U_{EB}/\varphi_T), \quad (1.119)$$

$$I_K = I_{sK}(T, U_{KB})/\exp(U_{EB}/\varphi_T), \quad (1.120)$$

čia tarta, kad $m = 1$, o atgalinės srovės I_{sE} ir I_{sK} yra T ir U_{KB} funkcijos, kur įtampa U_{EB} yra įrašoma su atitinkamu ženklu „+“ arba „-“.

Iš 1.56 pav., a, matome, jog įėjimo $I_E(U_{EB})$ ir perdavimo $I_K(U_{EB})$ VACH šaka, esant $U_{KB} = \text{const}$, didėjant įtampai U_{KB} , slenka srovių $I_{E, K}$ ašies kryptimi. Šis reiškinys yra susijęs su *Erlio efektu*, kuris bus paaiškintas toliau nagrinėjant DT veikos fiziką.

BB schemoje iš tranzistoriaus perdavimo charakteristikos $I_K(U_{EB})$ kintamojo, pavyzdžiui, harmoninio įėjimo signalo I_E atveju DT kolektoriaus K kintamosios srovės I_K priklausomybė nuo emiterio E kintamosios harmoninės įtampos U_{EB} yra nusakoma *diferencialiniu statumu* S_b :

$$S_b = \partial I_K / \partial U_{EB} \Big|_{U_{KB} = \text{const}} = [I_K(U_{EB})]' \Big|_{\{U_{EBj}, I_{Kj}\}} = I_{oK} / U_{oEB}, \quad (1.121)$$

čia: $U_{KB} = \text{const}$, I_{oK} ir U_{oEB} – atitinkamų harmoninių signalų amplitudžių vertės, o indeksas j nurodo tranzistoriaus veikos taško $\{U_{EBj}, I_{Kj}\}$ vietą.

Iš (1.120) ir (1.121) randame:

$$S_b = -I_{sK}(T, U_{KB})/[\varphi_T \cdot \exp(U_{EB}/\varphi_T)], \quad (1.122)$$

čia ženklas „–“ rodo, kad pokytis $\partial I_K > 0$, kai pokytis $\partial U_{EB} < 0$.

I gautą išraišką (1.122) įstatę (1.120), randame:

$$|S_b| = I_{K=}/\varphi_T, \quad (1.123)$$

ir iš čia matome: DT statusas S_b nepriklauso nuo jo parametrų ir yra funkcija tik nuo kolektoriaus K pastoviosios srovės $I_{K=}$ ir temperatūros T , nes $\varphi_T = k \cdot T/q$.

Nagrinėjant BB schemoje n–p–n tranzistoriaus įėjimo grandinę, kaip įėjimo įtampos šaltinio U_{EB} apkrovą, yra pasitelkiama DT įėjimo varža R_{EBb} pastoviai srovei ir DT diferencialinė įėjimo varža r_{EBb} kintamajai srovei. Varžų R_{EBb} ir r_{EBb} vertės yra išreiškiamos taip:

$$R_{EBb} = |U_{EB}|/I_E, \quad (1.124)$$

$$r_{EBb} = \partial U_{EB}/\partial I_E = U_{oEB}/I_{oE}, \text{ kai } U_{KB} = \text{const.} \quad (1.124a)$$

Iš (1.119), (1.121) ir (1.124) randame:

$$\left. \begin{aligned} R_{EBb} &= |U_{EB}| \cdot \exp(U_{EB}/\varphi_T)/I_{sDE}, \\ r_{EBb} &= (U_{oEB}/I_{oK})/(I_{oE}/I_{oK}) = \alpha/S_b = \alpha \cdot \varphi_T/I_K, \end{aligned} \right\} \quad (1.125)$$

čia: α – diferencialinis emiterio E kintamosios srovės $I_E \sim$ perdavimo koeficientas BB schemoje:

$$\alpha = \partial I_K/\partial I_E = I_{oK}/I_{oE}, \text{ kai } U_{KB} = \text{const.} \quad (1.126)$$

Iš (1.125) randame: $r_{EBb} = 25 \Omega$, kai $\alpha = 0,98$, $\varphi_T = 25,5 \text{ mV}$ ir $I_K = 1 \text{ mA}$; $R_{EBb} = 176 \Omega$, kai $I_{sE} = 10^{-3} \text{ mA}$ ir $U_{EB} = -176 \text{ mV}$, kuriai esant, srovė $I_K = 1 \text{ mA}$ (1.120).

Gauti rezultatai rodo, kad BB jungimo schemoje DT įėjimo varžos R_{EBb} ir r_{EBb} atitinkamai pastoviai bei kintamajai srovėms ir yra santykinai mažos – neviršija kelių šimtų omų, o $R_{EBb} > r_{EBb}$ ir ši nelygybė stiprėja didėjant DT emiterio E pastoviai srovei I_E .

Nagrinėjant BB schemoje n–p–n tranzistoriaus išėjimo grandinę, kaip kintamosios harmoninės įtampos šaltinio $U_{KB} \sim$ apkrovą, yra naudojama DT diferencialinė išėjimo varža:

$$r_{KBb} = \partial U_{KB}/\partial I_K = U_{oKB}/I_{oK}, \text{ kai } I_E = \text{const.} \quad (1.127)$$

Iš (1.117) ir (1.127) randame:

$$\partial I_E/\partial U = a_{11} \cdot [\exp(U_{BE}/\varphi_T)]/\varphi_T + a_{12} \cdot [\exp(U_{BK}/\varphi_T)]/\varphi_T \equiv 0,$$

$$\partial I_K/\partial U = a_{21} \cdot [\exp(U_{BE}/\varphi_T)]/\varphi_T + a_{22} \cdot [\exp(U_{BK}/\varphi_T)]/\varphi_T,$$

ir iš čia bei (1.118) gauname:

$$\partial I_K/\partial U_{KB} = -I_{sK} \cdot (1 - \alpha_o \cdot \alpha_{oi}) \cdot [\exp(U_{BK}/\varphi_T)]/\varphi_T,$$

ir šią išraišką įstatę į (1.127) ir pakeitę $U_{BK} \Rightarrow -U_{KB}$, o $-I_{sK} \Rightarrow$ jos moduliui, gauname:

$$r_{KBb} = \varphi_T \cdot \exp(U_{KB}/\varphi_T)/[(1 - \alpha_o \cdot \alpha_{oi}) \cdot I_{sK}]. \quad (1.128)$$

Iš (1.128) randame: kai $\alpha_o = 0,98$, $\alpha_{oi} = 0,5$, $\varphi_T = 25,5 \text{ mV}$, $I_{sK} = 10^{-3} \text{ mA}$ ir įtampa $U_{KB} = 0,1 \text{ V}$, tranzistoriaus diferencialinė varža $r_{KBb} = 2,5 \cdot 10^6 \Omega = 2,5 \text{ M}\Omega$. Taigi matome, kad esant kolektoriaus ir bazės įtampai $U_{KB} > 0$, BB schemoje normaliai įjungto DT išėjimo diferencialinė varža $r_{KBb} \gg r_{EBb}$ ir, didėjant $U_{KB} > 0$, sparčiai artėja prie ∞ . Todėl gauti rezultatai rodo, jog BB jungimo schemoje DT išėjimo diferencialinė varža r_{KBb} kintamajai srovei yra labai didelė – viršija kelias dešimtis ir daugiau megaomų. Kita vertus, kai įtampa $U_{KB} < 0$ (1.56 pav., b), varža $r_{KBb} \Rightarrow 0$, nes tranzistorius yra įsotintas ir jo emiterinė bei

kolektorinė p–n sandūros yra atidarytos – įjungtos tiesiogine kryptimi.

Nagrinėjant BB schemoje n–p–n tranzistoriaus išėjimo grandinę kaip maitinimo pastoviosios įtampos šaltinio U_{KB} apkrovą, yra naudojama DT išėjimo varža $R_{KB\ b}$ pastoviajai srovei:

$$R_{KB\ b} = |U_{KB}|/I_K, \quad (1.129)$$

ir iš čia, bei (1.120), gauname:

$$R_{KB\ b} = |U_{KB}| \cdot \exp(U_{EB}/\varphi_T)/I_{s\ K}. \quad (1.130)$$

Iš gautos išraiškos (1.130) matome: esant fiksuotai įtampai $U_{KB} = \text{const} > 0$, DT išėjimo ominė varža $R_{KB\ b}$ yra įėjimo įtampos U_{EB} funkcija ir kinta nuo labai didelės vertės $R_{KB\ b} = |U_{KB}|/I_{s\ K} = 100\ \text{k}\Omega - 1\ \text{M}\Omega$ ir daugiau, kai $U_{EB} = 0$, iki labai mažų verčių $R_{KB\ b} = (10 - 10^{-3})\ \Omega$, kai $U_{EB} < 0$. Čia pasakytina, kad BB schemoje tranzistoriaus normalioje veikoje galioja nelygė $r_{KB\ b} > R_{KB\ b}$, kai $R_{KB\ b}$ yra įtampų $U_{EB} = \sim$ funkcija. Iš čia darome *pamatinę išvadą*:

iš esmės DT yra įėjimo įtampa U_{EB} arba $U_{EB\sim}$ valdomas rezistorius:
 $R_{KB\ b}(U_{EB}, U_{EB\sim}),$

o tai ir sudaro DT anglišką pavadinimą – *transistor* – transfer resistor – keisti (transformuoti) varžą.

Todėl DT aktyviają veiką galima nagrinėti elektroninėse grandinėse ji pakeitus elektriškai valdomu kintamosios varžos rezistoriumi (potenciometru) $R_T(U_{in}, I_{in})$. Čia turime pasakyti, jog yra du galimi kintamosios varžos $R_T(U_{in}, I_{in})$ jungimo grandinių variantai:

1 – kai DT išėjimo U_{is} grandinė yra sudaryta su pastoviosios maitinimo įtampos šaltinių $\mathcal{E}_o$, o tai atitinka valdomą rezistorinį įtampos daliklį, parodytą 1.57 pav., a;

2 – kai DT išėjimo U_{is} grandinė yra sudaryta su pastoviosios maitinimo srovės šaltinių I_o , o tai atitinka valdomą rezistorinį srovės perskirstymo (perjungimo) daliklį, parodytą 1.57 pav., b.

Išnagrinėsime 1.57 pav., c, parodytos BB stiprinimo grandinės – pakopos su n–p–n DT elektriškai valdomu varžiniu ekvivalentu $R_{KB\ b}(U_{EB}, U_{EB\sim})$ veiką. Tam pasinaudosime n–p–n DT išėjimo VACH (1.56 pav., b) ir joje nubrėžta apkrovos R_a tiesė, parodytomis 1.58 pav.

Taikant Omo dėsnį visai DT išėjimo grandinei (1.57 pav., c), DT apkrovos R_a tiesė (brūkšninė-taškinė linija, 1.58 pav.) BB schemoje yra aprašoma šia lygtimi:

$$I_K = I_{K\ \text{max}} - |U_{KB}|/R_a, \quad (1.131)$$

čia $I_{K\ \text{max}} = |\mathcal{E}_{KB}|/R_a$ – DT kolektoriaus K didžiausia srovė aktyviosios veikos srityje, kai įtampa $U_{KB} \geq 0$, ir iš čia išraišką (1.131) galima parašyti taip:

$$I_K = (|\mathcal{E}_{KB}| - |U_{KB}|)/R_a. \quad (1.132)$$

DT apkrovos R_a tiesė yra visuma tranzistoriaus veikos taškų $\{I_K, U_{KB}\}$, kai valdymo srovė – BB schemos atveju emitterio E srovė I_E kinta nuo 0 iki $I_{E(s)}$ (1.58 pav.).

Išėjimo pastoviajai įtampai U_{is} DT kolektoriaus išvade K (1.57 pav.) apskaičiuoti pasinaudosime Omo dėsniu visai išėjimo grandinei (1.17) ir akivaizdžia įtampų suma joje $\mathcal{E}_{KB}$:

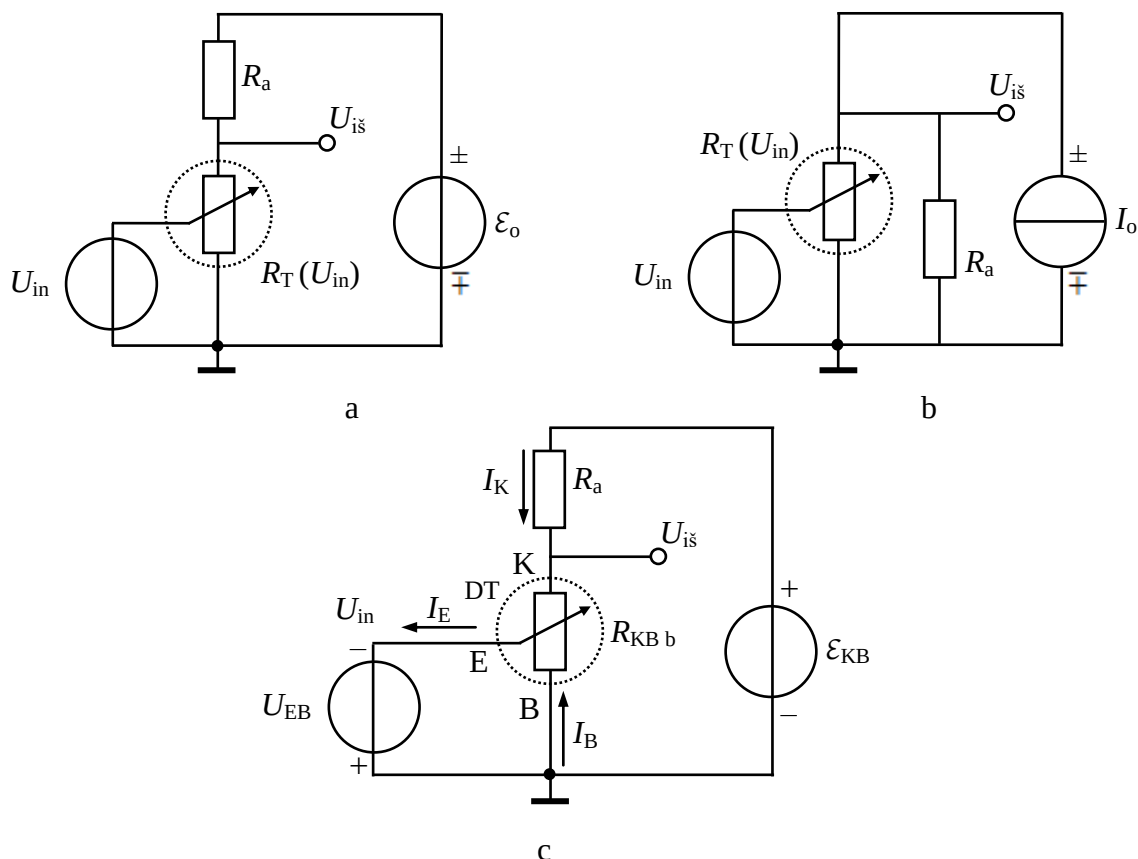
$$\mathcal{E}_{KB} = U_{Ra} + U_{is}, \quad (1.133)$$

čia: $U_{Ra} = I_K \cdot R_a$, ir todėl iš čia turime:

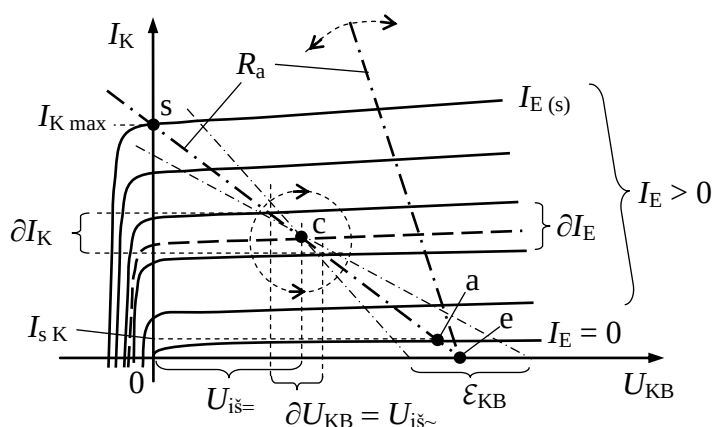
$$\begin{aligned} U_{is} &= \mathcal{E}_{KB} - U_{RK} = \mathcal{E}_{KB} - (I_K \cdot R_a) = \mathcal{E}_{KB} - [\mathcal{E}_{KB} \cdot R_a / (R_a + R_{KB\ b})] = \\ &= \mathcal{E}_{KB} \cdot R_{KB\ b} / (R_a + R_{KB\ b}), \end{aligned} \quad (1.133a)$$

ir iš čia, bei (1.130), padarę pakeitimą $U_{KB} \Rightarrow \mathcal{E}_{KB}$, n–p–n DT atveju, randame:

$$|U_{is}| = \mathcal{E}_{KB}^2 / [I_{s\ K} \cdot R_a / \exp(U_{EB}/\varphi_T) + |\mathcal{E}_{KB}|]. \quad (1.134)$$



1.57 pav. DT ekvivalento – elektriškai valdomos varžos $R_T(U_{in})$ du jungimo būdai: su įtampos šaltiniu $\mathcal{E}_o$ (a) ir ir su srovės šaltiniu I_o (b), bei BB stiprinimo pakopa su n–p–n DT elektriškai valdomu varžiniu ekvivalentu $R_{KB\ b}$ (c)



1.58 pav. BB pakopos (1.57 pav., c) veiką paaiškinanti n–p–n DT išėjimo VACH (1.56 pav., b) su joje nubrėžta apkrovos R_a tiesė (brūkšninė-taškinė linija)

Iš (1.133) ir (1.134) kyla *pamatinė išvada*:

BB schemoje DT su apkrovos rezistoriumi R_a iš esmės yra įėjimo įtampa $U_{in} = U_{EB}$ valdomas rezistorinis (varžinis) įtampos daliklis, dalijantis maitinimo įtampą $\mathcal{E}_{KB}$.

Taigi, iš (1.134) matome: kai $U_{EB} = 0$, išėjimo įtampa $U_{iš} \cong \mathcal{E}_{KB}$, nes $I_{s\ K} \cdot R_a \ll \mathcal{E}_{KB}$. Šiuo atveju DT yra „uždarytas“ – išjungtoje būsenoje, nes $I_K \cong I_{s\ K}$, ir jo veikos taškas $\{I_K, U_{KB}\}$ yra išėjimo VACH kreivės, kai $I_E = 0$, ir apkrovos R_a tiesės susikirtimo taške „a“ – atkirtos taške (1.58 pav.). Kai įėjimo įtampa $U_{EB} < 0$ ir jos modulis didėja, emiterio E srovė

$I_E > 0$ taip pat didėja. Todėl DT veikos taškas $\{I_K, U_{KB}\}$ slenka apkrovos R_a tiese aukštyn, o išėjimo įtampa U_{is} mažėja ir artėja prie nulio (1.134). Taigi, išėjimo įtampos U_{is} pokyčio $\Delta U_{is} < 0$ ženklas sutampa su įėjimo įtampos U_{EB} pokyčio $\Delta U_{EB} < 0$ ženklu – abu yra neigiami. Iš čia matome, kad BB schemoje DT išėjimo įtampos U_{is} pokyčio ΔU_{is} fazė φ_{is} sutampa su įėjimo įtampos U_{in} pokyčio $\Delta U_{in} = \Delta U_{EB}$ faze $\varphi_{in} \equiv \varphi_{is}$. Kai $I_E = I_{E(s)}$, DT veikos taškas $\{I_K, U_{KB}\}$ yra taške „s“ – *soties taške* (1.58 pav.) ir $U_{is} = 0$. Šiuo atveju DT yra „atidarytas“ – įjungtoje būsenoje, nes $I_K = I_{K \max}$. Toliau didėjant srovei $I_E > I_{E(s)}$, tranzistoriaus veikos taškas $\{I_K, U_{KB}\}$ patenka į soties sritį ($U_{KB} \leq 0$) ir DT įsisotina – tampa stipriai „atidarytu“, t. y. jo kolektorinė p–n sandūra taip pat atsidaro, ir todėl $U_{is} < 0$, o $I_K > I_{K \max}$.

DT įėjimo įtampa U_{EB} yra atidarytos emiterio ir bazės p–n sandūros įtampa ir įvairių puslaidininkinių medžiagų $|U_{EB}| \leq 1$ V (1.19 pav.). Taigi akivaizdu, kad BB schemoje DT stiprina pastoviąją įtampa, nes kolektoriaus K grandinėje įjungto maitinimo šaltinio įtampa $\mathcal{E}_{KB}$ gali siekti dešimtis ir šimtus voltų. Šiai DT savybei BB grandinėje nusakyti yra taikomas *pastoviosios įtampos stiprinimo koeficientas* K_{Ub} :

$$K_{Ub} = |U_{is}/U_{in}| = |U_{is}/U_{EB}| \cong (\mathcal{E}_{KB} - I_K \cdot R_a)/(I_E \cdot R_{EB}) \approx |\mathcal{E}_{KB}|/1 \text{ V}, \quad (1.135)$$

Iš (1.133) ir (1.134) matome: kai $U_{in} = U_{EB} = \text{const}$, BB schemoje DT pastoviosios įtampos stiprinimo koeficientas K_{Ub} didėja, didėjant maitinimo šaltinio įtampai $\mathcal{E}_{KB}$ ir mažėjant apkrovos rezistoriaus R_a varžai. Koeficiento K_{Ub} priklausomybė nuo varžos R_a akivaizdžiai kyla iš rezistorinio įtampos daliklio veikos, nes, mažėjant varžai R_a , mažėja dalijimo koeficientas (1.133) ir $U_{is} \Rightarrow \mathcal{E}_{KB}$. Čia pasakytina, jog pastoviosios įtampos stiprinimas nėra toks aktualus, kaip kintamosios įtampos stiprinimo efektas.

Parodysime, kad BB schemoje DT stiprina ir kintamąją, pavyzdžiui, harmininę įėjimo įtampą $U_{in} = U_{EB}$. Todėl šiai DT savybei BB grandinėje nusakyti yra naudojamas *diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas* K_{ub} , kai $I_E = \text{const}$:

$$K_{ub} = \partial U_{is} / \partial U_{in} = U_{ois} / U_{oin} \cong I_{oK} \cdot R_a / (I_{oE} \cdot r_{EB}) = \alpha R_a / r_{EB}, \quad (1.136)$$

čia: U_{ois} ir U_{oin} – atitinkamų harmoninių signalų įampų amplitudės, tenkinančios mažo signalo sąlygas: $U_{ois} \ll U_{KB0}$ ir $U_{oin} \ll U_{EB0}$, čia U_{KB0} ir U_{EB0} – pastoviosios įtampos DT veikos taške; $\alpha = I_{oK} / I_{oE}$ (1.126), ir K_{ub} apskaičiavime panaudota tapatybė $U_{ois} \cong I_{oK} \cdot R_a$, nes varžos R_a ir R_{KBb} kintamajam signalui yra sujungtos lygiagrečiai per šaltinio $\mathcal{E}_{KB}$ vidaus varžą $R_i \Rightarrow 0$, o sąlyga $I_E = \text{const}$ nurodo tranzistoriaus veikos taško $\{I_{K0}, U_{KB0}\}$ vietą jo apkrovos R_a tiesėje, pavyzdžiui, taške „c“ (1.58 pav.).

Iš (1.136) ir (1.134), be to, žinodami, jog $U_{EB} \sim U_{in}$, n–p–n DT atveju, randame:

$$K_{ub} = R_a \cdot \mathcal{E}_{KB}^2 \cdot I_{sK} / \{ \varphi_T \cdot [I_{sK} \cdot R_a / \exp(U_{EB} / \varphi_T) + |\mathcal{E}_{KB}|]^2 \cdot \exp(U_{EB} / \varphi_T) \},$$

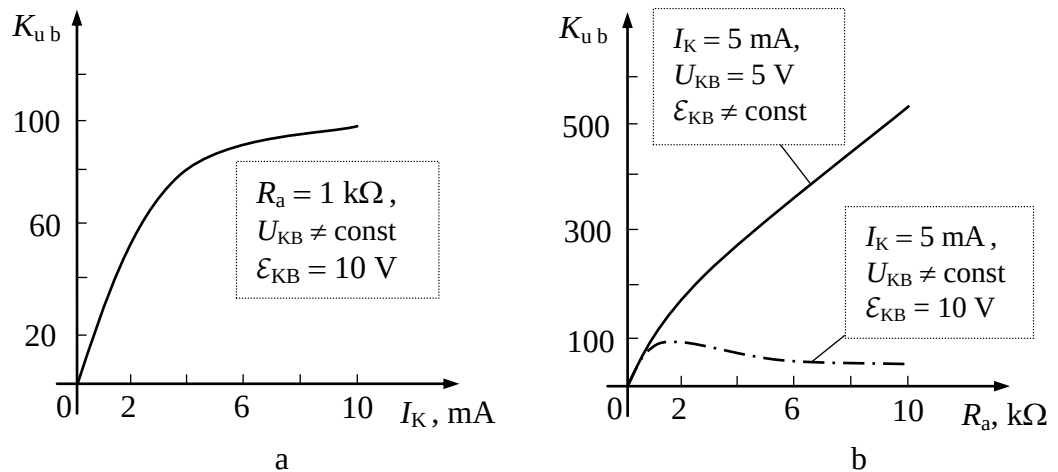
iš čia, pasinaudoję (1.120) ir (1.123), gauname:

$$\begin{aligned} K_{ub} &= \mathcal{E}_{KB}^2 \cdot I_K \cdot R_a / [\varphi_T \cdot (I_K \cdot R_a + |\mathcal{E}_{KB}|)^2] = \\ &= |S_b(I_K)| \cdot R_a \cdot \mathcal{E}_{KB}^2 / (I_K \cdot R_a + |\mathcal{E}_{KB}|)^2 \cong |S_b(I_K)| \cdot R_a, \end{aligned} \quad (1.137)$$

čia I_K – pastovioji kolektoriaus srovė tranzistoriaus veikos taške $\{I_K, U_{KB}\}$, pavyzdžiui, taške „c“ (1.58 pav.), o S_b yra I_K funkcija (1.123).

Iš 1.58 pav. matome: kai įtampa $\mathcal{E}_{KB}$ ir varža R_a yra didinamos taip, kad būtų išlaikomos sąlygos: $U_{in} \sim \text{const}$, o kartu ir $I_E \sim \text{const}$, esant $I_K = \text{const}$, apkrovos tiesė R_a sukasi prieš laikrodžio rodyklę apie tranzistoriaus veikos tašką „c“ ir dėl to didėja $\partial U_{is} = U_{is}$, o kartu ir K_{ub} . Esant toms pačioms sąlygoms, mažinant $\mathcal{E}_{KB}$ ir R_a , apkrovos tiesė R_a sukasi pagal laikrodžio rodyklę apie tranzistoriaus veikos tašką „c“ ir dėl to mažėja U_{is} , o kartu ir K_{ub} . Akivaizdu, kad pastovioji srovė $I_K \equiv I_{K=}$ išraiškoje (1.137) turi tenkinti sąlygą $0 \leq I_K \leq I_{K \max}$. Tarkim, esant šioms vertėms: $\varphi_T = 25,5$ mV, $\mathcal{E}_{KB} = 10$ V ir $R_a = 1$ k Ω , gauname vertę $I_{K \max} = 10$ mA. Taigi, į išraišką (1.137) įstatome vertę $I_K = 5$ mA ir randame, jog koeficientas

$K_{u\ b} = 87,1$. Esant šioms sąlygoms, 1.59 pav., a, yra parodyta iš (1.137) apskaičiuota $K_{u\ b}$ priklausomybė nuo pastoviosios srovės I_K , o 1.59 pav., b – nuo varžos R_a , kai $\mathcal{E}_{KB}$ vertei yra tenkinama sąlyga $\mathcal{E}_{KB} = I_K \cdot R_a + U_{KB}$.



1.59 pav. Iš (1.137) apskaičiuota $K_{u\ b}$ priklausomybė nuo pastoviosios srovės I_K (a) ir nuo R_a (b), kai DT yra įjungtas BB schemeje (1.57 pav.)

1.59 pav., b, parodytoje priklausomybėje $K_{u\ b}(R_a)$ įtampos $\mathcal{E}_{KB}$ vertė yra perskaičiuojama taip, kad apkrovos tiesė R_a sukasi prieš laikrodžio rodyklę apie tranzistoriaus veikos tašką c (1.58 pav.), kuriame $I_K = 5\text{ mA}$ ir $U_{KB} = 5\text{ V}$ (1.59 pav., b – ištisinė kreivė) ir priklausomybė $K_{u\ b}(R_a)$, kai $\mathcal{E}_{KB} = 10\text{ V}$ ir $I_K = 5\text{ mA}$ (1.59 pav., b – brūkšninė-taškinė kreivė), o tai atitinka apkrovos tiesės R_a sukimąsi prieš laikrodžio rodyklę apie įtampos $\mathcal{E}_{KB}$ vertės tašką e (1.58 pav.). Čia $K_{u\ b}(R_a)$ mažėja ir tai yra sąlygota DT įsisotinimo efekto, nes $U_{KB} \leq 0$ (1.58 pav.), ir ši DT veikos sritis nėra taikoma tiesinėse elektroninėse sistemose, tačiau plačiai taikoma impulsinės elektronikos schemose.

Taigi parodėme, jog DT BB schemeje (1.57 pav.) stiprina įtampą, nes $K_{U\ b, u\ b} \gg 1$, ir nestiprina srovės, nes $\alpha_o \leq 1$. BB jungimo grandinėje DT įėjimo varža $R_{EB\ b}$ nuolatinei ir diferencialinei varžai $r_{EB\ b}$ kintamajai srovėms yra maža, o išėjimo diferencialinė varža $r_{KB\ b}$, kai tranzistoriaus veika normali, labai didelė. DT išėjimo varža $R_{KB\ b}$ nuolatinei srovei yra emiterio ir bazės įtampos U_{EB} funkcija (1.130) ir kinta nuo labai mažų verčių (0,1–1) Ω , iki labai didelių verčių (10–100) $M\Omega$, t. y. tranzistorius elgiasi kaip pastoviaja įėjimo įtampa $U_{in\ \sim}$, arba kintamąja įėjimo įtampa $U_{in\ \sim}$, elektriškai valdomas kintamasis rezistorius – potenciometas $R_{KB\ b}(U_{in\ \sim}, U_{in\ \sim})$.

Kadangi DT BB schemeje stiprina įtampą ir nestiprina srovės, surasime DT galios stiprinimo koeficientus: $K_{P\ b}$ – nuolatinei srovei ir diferencialinį koeficientą $K_{P\ b}$ – kintamajai srovei, kurių apibrėžtys yra išreiškiamos taip:

$$K_{P\ b} = P_{i\ s}/P_{in}, \quad K_{P\ b} = P_{i\ s\ \sim}/P_{in\ \sim}, \quad (1.138)$$

čia: $P_{in} = I_{in} \cdot |U_{in}|$, $P_{i\ s} = I_{i\ s} \cdot |U_{i\ s}|$, $P_{in\ \sim} = I_{in\ \sim} \cdot U_{in\ \sim}$, $P_{i\ s\ \sim} = I_{i\ s\ \sim} \cdot U_{i\ s\ \sim}$.

Kadangi BB schemeje $I_{i\ s} = I_K$ ir $I_{in} = I_E$, tai, pasinaudoję (1.109) ir (1.135), randame:

$$K_{P\ b} = \alpha_o \cdot K_{U\ b}, \quad (1.139)$$

ir iš čia matome, jog koeficientas $K_{P\ b}$ yra truputį mažesnis už $K_{U\ b}$, nes $\alpha_o \leq 1$, tačiau išlieka daug didesnis už 1 ($K_{P\ b} \gg 1$).

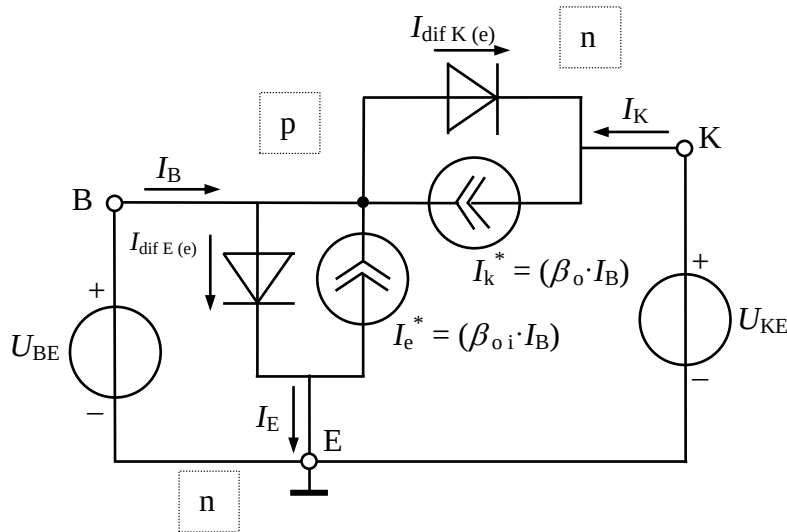
Analogiškai iš (1.126) ir (1.136) gauname:

$$K_{P\ b} = \alpha \cdot K_{u\ b}, \quad (1.140)$$

ir iš čia matome, jog $K_{P\ b}$ yra truputį mažesnis už $K_{u\ b}$, nes $\alpha \leq 1$, tačiau vis tiek $K_{P\ b} \gg 1$.

Bendro emiterio schemeje (BE) (1.53 pav., b) DT įėjimo srovė yra bazės B srovė I_B , o išėjimo – kolektoriaus K srovė I_K . Ši grandinė, pasinaudojus diodiniu ekvivalentu

(1.52 pav.), yra modeliuojama Eberso ir Molo ekvivalentine schema. Tai yra parodyta 1.60 pav., čia nėra įskaitytos DT emiterio E, bazės B ir kolektoriaus K pasyviųjų sričių atitinkamos varžos $R_{E'E}$, $R_{B'B}$ ir $R_{K'K}$.



1.60 pav. Dvipolio n-p-n tranzistoriaus Eberso ir Molo ekvivalentinė schema BE jungimo schema

1.60 pav. parodytoje DT ekvivalentinėje BE schema yra naujas parametras:

$$\beta_{oi} = \alpha_{oi} / (1 - \alpha_{oi}), \quad (1.141)$$

čia: β_{oi} – DT bazės B pastoviosios srovės I_B perdavimo koeficientas *inversinio jungimo atveju*, kai kolektorius K ir emiteris E yra sukeisti vietomis, t. y. šiuo atveju kolektorinė p-n sandūra yra įjungta tiesiogine, o emiterinė p-n sandūra – atgaline kryptimi ir yra naudojami valdomi srovės šaltiniai $I_k^* = (\beta_o \cdot I_B)$ ir $I_e^* = (\beta_{oi} \cdot I_B)$, išreikšti DT bazės B srove I_B .

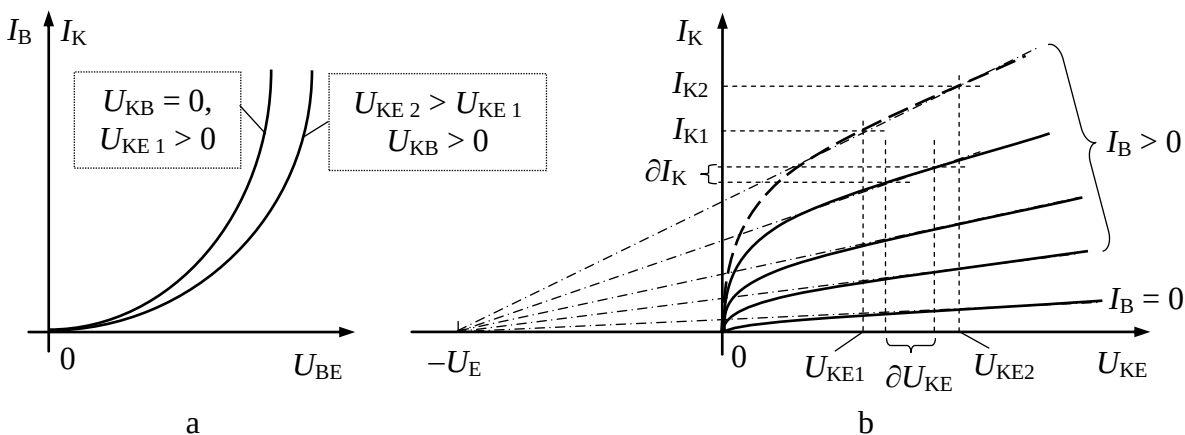
DT veikai nusakyti BE jungimo grandinėje, parodytoje 1.53 pav., b, yra naudojamos:

įėjimo VACH: $I_B(U_{BE})$, esant pasirinktai $U_{KE} = \text{const}$;

išėjimo VACH: $I_K(U_{KE})$, esant pasirinktai $I_B = \text{const}$;

perdavimo charakteristika: $I_K(U_{BE})$, esant pasirinktai $U_{KE} = \text{const}$.

BE jungimo schema iš (1.117) ir (1.118) apskaičiuotos n-p-n DT įėjimo VACH – $I_B(U_{BE})$ (a), išėjimo VACH – $I_K(U_{KE})$ (b) ir perdavimo charakteristika $I_K(U_{BE})$ (a) yra parodytos 1.61 pav.



1.61 pav. Bendro emiterio (BE) grandinės (1.60 pav.) su n-p-n DT įėjimo VACH – $I_B(U_{BE})$, perdavimo charakteristika $I_K(U_{BE})$ (a) ir išėjimo VACH – $I_K(U_{KE})$ su joje nubrėžta apkrovos R_a tiesės (b)

Iš 1.61 pav., a, matome, kad įėjimo $I_B (U_{BE})$ ir išėjimo $I_K (U_{KE})$ VACH šakos, esant $U_{KE} = \text{const}$ ir didėjant įtampai U_{KE} , slenka kryptimi nuo srovių $I_{B, K}$ ašies – priešingai nei BB schemoje (1.56 pav., a). Šis reiškinyss taip pat yra susijęs su *Erlio efektu*, kuris bus paaiškintas toliau nagrinėjant tranzistoriaus veikos fiziką.

Iš įėjimo VACH – $I_B (U_{BE})$ ir perdavimo charakteristikos $I_K (U_{BE})$ (1.61 pav., a) matome, kad jos taip pat yra matematinės eksponentinės funkcijos e^x pavidalo. Todėl, analogiškai diodo VACH (1.28), jos labai tiksliai aprašomos panašia aproksimacija:

$$\left. \begin{aligned} I_B &= I_{sB}(T, U_{KE}) \cdot \exp(|U_{BE}|/\varphi_T), \\ I_K &= I_{sK(e)}(T, U_{KE}) \cdot \exp(|U_{BE}|/\varphi_T), \end{aligned} \right\} \quad (1.141a)$$

tarus, kad $m = 1$, o atgalinės soties srovės I_{sB} ir $I_{sK(e)}$ yra U_{KE} ir T funkcijos.

BE schemoje DT bazės B atgalinė soties srovė I_{sB} yra matuojama esant trumpajam jungimui tarp kolektoriaus K ir emiterio E ($U_{KE} = 0$). Todėl išraiškoje (1.141a) atgalinė bazės soties srovė I_{sB} per emiterinę p–n sandūrą nėra ta pati, kaip BB schemoje (1.55 pav.): $I_{sB} \neq I_{sE}$ (1.119). Akivaizdu, kad dalis atgalinės srovės I_{sE} per emiterinę p–n sandūrą teka į kolektorių K – $I_{sK(e)}$, ir todėl, pasinaudojus (1.108)–(1.110), galima parašyti:

$$I_{sB} = I_{sE} - I_{sK(e)} = I_{sE} - \alpha_o \cdot I_{sE} = (1 - \alpha_o) \cdot I_{sE} \approx I_{sE} / \beta_o. \quad (1.142)$$

BE schemoje DT atgalinė soties srovė $I_{sK(e)o}$ tarp kolektoriaus K ir emiterio E, esant atjungtai bazei B, todėl srovė $I_B = 0$, taip pat skiriasi nuo I_{sK} (1.120), nes srovė $I_{sK(e)o}$ teka per du nuosekliai sujungtus diodus (1.60 pav.). Iš (1.108) ir (1.109) randame:

$$I_B = I_E - I_K = I_E - (I_{sK} + \alpha_o \cdot I_E) = I_E \cdot (1 - \alpha_o) - I_{sK}, \quad (1.142a)$$

ir iš čia, kai $I_B = 0$, gauname:

$$I_E = I_{sK} / (1 - \alpha_o). \quad (1.142b)$$

Pasinaudoję akivaizdžia tapatybe $I_E = I_{sK(e)o}$, randame galutinę išraišką:

$$I_{sK(e)o} = I_{sK} / (1 - \alpha_o) \approx \beta_o \cdot I_{sK}. \quad (1.143)$$

BE schemoje kintamojo signalo atveju iš DT perdavimo charakteristikos $I_K (U_{BE})$ kolektoriaus K kintamosios srovės $I_{K\sim}$ priklausomybė nuo kintamosios įtampos $U_{BE\sim}$ yra nusakoma *diferencialiniu statumu* S_e , kai $U_{KE} = \text{const}$:

$$S_e = \partial I_K / \partial U_{BE} \Big|_{U_{KE} = \text{const}} = [I_K (U_{BE})]' \Big|_{\{U_{BEj}, I_{Kj}\}} = I_{oK} / U_{oBE}, \quad (1.144)$$

čia: I_{oK} ir U_{oBE} – atitinkamų dydžių amplitudinės vertės, o indeksas j nurodo DT veikos taško $\{U_{BEj}, I_{Kj}\}$ vietą.

Iš (1.141) ir (1.144) randame:

$$S_e = I_{sK(e)}(T, U_{KE}) \cdot [\exp(U_{BE}/\varphi_T)] / \varphi_T. \quad (1.145)$$

Į (1.145) įstatę išraišką (1.141a), gauname:

$$S_e = I_K / \varphi_T, \quad (1.146)$$

ir iš čia, bei (1.123), matome, jog $S_e = |S_b| = S$, ir tai yra *svarbi išvada*:

dvipolio tranzistoriaus statusas $S = I_{K\sim} / \varphi_T$ – *nepriklauso nuo jo jungimo schemos ir yra pastoviosios kolektoriaus srovės $I_{K\sim}$ ir temperatūros T funkcija, nes $\varphi_T = k \cdot T / q$.*

BE grandinėje (1.53 pav., b), analogiškai BB schemai, aprašant tranzistoriaus įėjimo grandinę, kaip įėjimo įtampos šaltinio U_{BE} apkrovą, yra naudojama DT įėjimo varža R_{BEe} e pastoviajai srovei ir diferencialinė įėjimo varža r_{BEe} kintamajai srovei:

$$\left. \begin{aligned} R_{BEe} &= |U_{BE}| / I_B, \\ r_{BEe} &= \partial U_{BE} / \partial I_B = U_{BE\sim} / I_{B\sim}, \quad \text{kai } U_{KE} = \text{const}. \end{aligned} \right\} \quad (1.147)$$

Iš (1.141) ir (1.144)–(1.147) randame:

$$\left. \begin{aligned} R_{BE\ e} &= |U_{BE}|/[I_{s\ B} \cdot \exp(|U_{BE}|/\varphi_T)], \\ r_{BE\ e} &= (U_{BE}/I_{K\sim}) \cdot (I_{K\sim}/I_{B\sim}) = \beta/S_e = \beta \cdot \varphi_T/I_K, \end{aligned} \right\} \quad (1.148)$$

čia: β – DT bazės B diferencialinis kintamosios srovės $I_B \sim$ perdavimo koeficientas BE schemoje:

$$\beta = \partial I_K / \partial I_B = I_{o\ K} / I_{o\ B}, \quad \text{kai } U_{KE} = \text{const.} \quad (1.149)$$

Iš (1.148) randame: $r_{BE\ e} = 1,25\ \text{k}\Omega$, kai $\beta = 49$ ($\alpha = 0,98$), $\varphi_T = 25,5\ \text{mV}$ ir $I_K = 1\ \text{mA}$; $R_{BE\ e} = 176\ \text{k}\Omega$, kai $I_{s\ B} = 10^{-6}\ \text{mA}$, $I_{s\ K(e)} = 10^{-3}\ \text{mA}$ (1.143) ir $U_{BE} = 176\ \text{mV}$, kuriai esant srovė $I_K = 1\ \text{mA}$. Palyginę šiuos rezultatus su gautais rezultatais BB schemoje (1.125), matome, jog BE schemoje DT įėjimo varžos yra daug didesnės:

$$r_{BE\ e} = \beta \cdot r_{EB\ b}, \quad R_{BE\ e} = R_{EB\ b} \cdot I_{s\ E} / I_{s\ B}, \quad (1.150)$$

nes $I_{s\ E} \gg I_{s\ B}$ (1.142), tačiau ir čia galioja nelygybė: $R_{BE\ e} > r_{BE\ e}$, ir ji stiprėja didėjant DT bazės B pastoviajai srovei I_B .

Aprašant BE schemoje tranzistoriaus išėjimo grandinę, kaip kintamosios įtampos šaltinio $U_{KE} \sim$ apkrovą, yra pasitelkiama DT diferencialinė išėjimo varža $r_{KE\ e}$:

$$r_{KE\ e} = \partial U_{KE} / \partial I_K = U_{o\ KE} / I_{o\ K}, \quad \text{kai } I_B = \text{const.} \quad (1.150a)$$

Iš (1.117) ir (1.150), n–p–n tranzistoriaus atveju, randame:

$$\begin{aligned} \partial I_K / \partial U &= a_{21} \cdot [\exp(U_{BE}/\varphi_T)]/\varphi_T + a_{22} \cdot [\exp(U_{BK}/\varphi_T)]/\varphi_T, \\ \partial I_B / \partial U &= a_{31} \cdot [\exp(U_{BE}/\varphi_T)]/\varphi_T + a_{32} \cdot [\exp(U_{BK}/\varphi_T)]/\varphi_T \equiv 0, \end{aligned}$$

ir iš čia, bei (1.118), gauname:

$$\partial I_K / \partial U_{KE} = -I_{s\ K} \cdot (1 - \alpha_o \alpha_{oi}) \cdot [\exp(U_{BK}/\varphi_T)] / [\varphi_T \cdot (1 - \alpha_o)].$$

Šią išraišką įstatę į (1.150a), bei pakeitę $U_{BK} \Rightarrow -U_{KB}$ ir $-I_{s\ K}$ jos moduliui, gauname:

$$r_{KE\ e} = \varphi_T \cdot (1 - \alpha_o) \cdot \exp(U_{KB}/\varphi_T) / [(1 - \alpha_o \cdot \alpha_{oi}) \cdot I_{s\ K}]. \quad (1.151)$$

Akivaizdu, kad įtampa $U_{KB} = U_{KE} - U_{BE}$ (1.60 pav.) ir, įstatę tai į (1.151), bei pasinaudoję išraiškomis (1.141a) ir (1.143), n–p–n tranzistoriaus atveju, randame:

$$r_{KE\ e} = \varphi_T \cdot \exp(U_{KE}/\varphi_T) / [(1 - \alpha_o \cdot \alpha_{oi}) \cdot I_K] \cong U_E / I_K, \quad (1.152)$$

čia apytikslė lygybė yra parašyta panaudojus DT *Erlio įtampos* modulio vertę (1.61 pav., b), kai tenkinama sąlyga $U_{KB} > 0$.

Iš (1.152) apskaičiuojame: kai $\alpha_o = 0,98$, $\alpha_{oi} = 0,5$, $\varphi_T = 25,5\ \text{mV}$, $I_K = 1\ \text{mA}$ ir $U_{KE} = 0,3\ \text{V}$, DT diferencialinė varža $r_{KE\ e} = 129 \cdot 10^3\ \Omega = 129\ \text{k}\Omega$. Taigi matome, kad BE schemoje normaliai įjungto DT varža $r_{KE\ e} < r_{KB\ b}$ (1.128). Be to, $r_{KE\ e}$ priklauso ir nuo I_K , t. y. DT diferencialinė varža $r_{KE\ e}$ mažėja, didėjant pastoviajai srovei I_K (1.61 pav., b). Ši priklausomybė yra vadinama *Erlio efektu* ir yra nusakoma *Erlio įtampa* U_E . Šios įtampos vieta išėjimo VACH įtampų U_{KE} ašyje yra surandama taip, kaip tai parodyta 1.61 pav., b. Iš ten parodytų atitinkamų verčių pažymėjimų Erlio įtampą U_E galima apskaičiuoti taip:

$$|U_E| = (I_{K1} \cdot U_{KE2} - I_{K2} \cdot U_{KE1}) / (I_{K2} - I_{K1}). \quad (1.153)$$

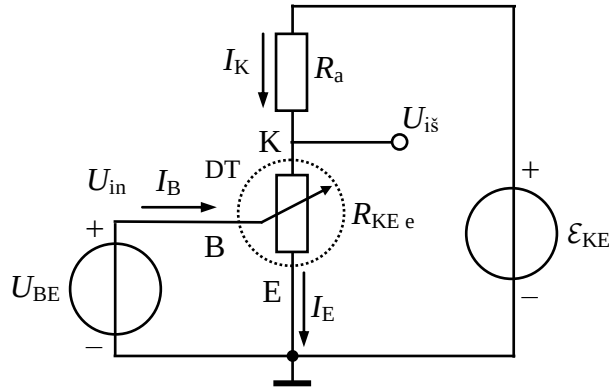
BE jungimo schemoje DT išėjimo varža $R_{KE\ e}$ nuolatinei srovei yra:

$$R_{KE\ e} = |U_{KE}|/I_K, \quad \text{kai } I_B = \text{const}, \quad (1.154)$$

ir iš čia, bei (1.154), n–p–n tranzistoriaus atveju, randame:

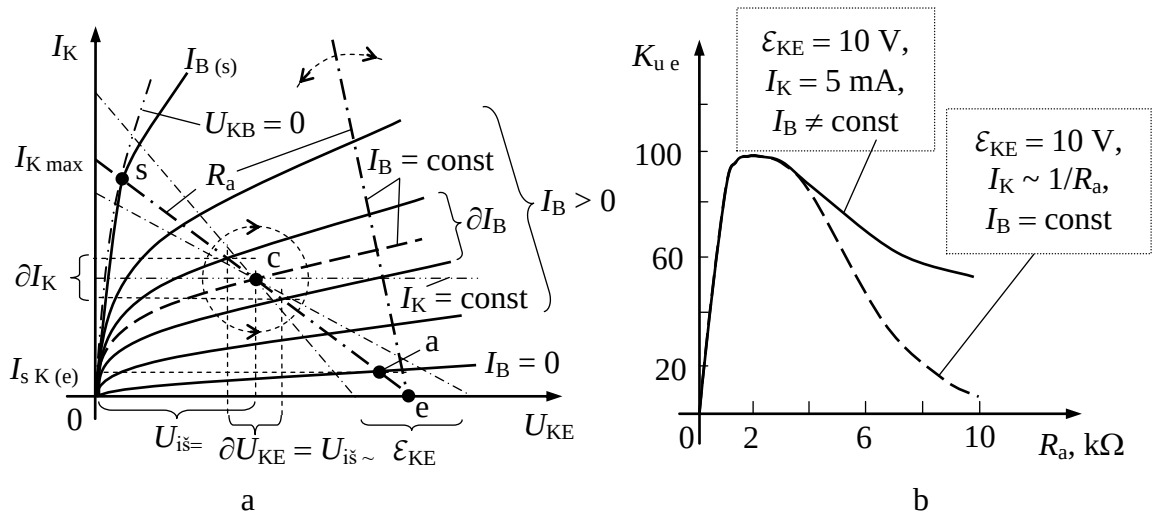
$$R_{KE\ e} = |U_{KE}|/[I_{s\ K(e)} \cdot \exp(U_{BE}/\varphi_T)]. \quad (1.155)$$

Esant fiksuotai įtampai $U_{KE} = \text{const} > 0$, BE jungimo schemoje DT išėjimo varža $R_{KE e}$ yra įėjimo įtampos U_{BE} funkcija ir kinta nuo santykinai didelės vertės $R_{KE e} = U_{KE}/I_{sK(e)} = (1-100) \text{ M}\Omega$, kai $U_{BE} = 0$, iki labai mažų verčių $R_{KE e} = (10-10^{-2}) \Omega$, kai $U_{BE} > 0$. Iš čia darytina *svarbi išvada*, jog BE jungimo schemoje iš esmės DT taip pat yra pastoviosios įėjimo įtampos $U_{in} \equiv U_{BE}$, arba kintamosios įėjimo įtampos $U_{in} \sim \equiv U_{BE}$, elektriškai valdomas rezistorius – potenciometas $R_{KE e}(U_{in}, U_{in} \sim)$. Todėl BE stiprinimo pakopos ekvivalentinėje grandinėje, parodytoje 1.62 pav., DT yra pakeistas elektriškai valdomu ekvivalentu – potenciometu $R_{KE e}$.



1.62 pav. Bendro emiterio (BE) ekvivalentinė grandinė su n–p–n DT elektriškai valdomu varžiniu ekvivalentu $R_{KE e}(U_{BE})$

Išnagrinėsime 1.62 pav. parodytos BE grandinės su DT elektriškai valdomu varžiniu ekvivalentu $R_{KE e}(U_{in}, U_{in} \sim)$ veiką. Tam pasinaudosime išėjimo VACH (1.61 pav., b) ir joje nubrėžta apkrovos R_a tiesė, kuri 1.63 pav., a, yra parodyta brūkšnine-taškine linija.



1.63 pav. BE schemoje (1.62 pav.) įjungto n–p–n tranzistoriaus išėjimo VACH su joje nubrėžta apkrovos R_a tiesė (brūkšninė-taškinė linija) (a) ir iš (1.162) apskaičiuotos priklausomybės $K_{ue}(R_a)$ (b)

Apkrovos R_a tiesė BE schemoje yra aprašoma šia lygtimi:

$$I_K = I_{K \max} - |U_{KE}|/R_a, \quad (1.156)$$

čia: $I_{K \max} = |\mathcal{E}_{KE}|/R_a$, ir iš čia išraišką (1.156) galima parašyti taip:

$$I_K = (|\mathcal{E}_{KE}| - |U_{KE}|)/R_a. \quad (1.157)$$

Čia taip pat apkrovos R_a tiesė yra visuma tranzistoriaus veikos taškų $\{I_K, U_{KE}\}$, kai valdymo srovė – BE schemos atveju DT bazės B srovė I_B – kinta nuo 0 iki $I_{B(s)}$ (1.63 pav.).

BE schemos atveju išėjimo U_{is} pastoviai įtampai $U_{K\perp}$ „žemės“ ($\perp$) atžvilgiu DT kolektoriaus K išvade (1.62 pav.) apskaičiuoti pasinaudosime Omo dėsniu visai išėjimo grandinei (1.17) ir akivaizdžia įtampų suma $\varepsilon_{KE} = U_{Ra} + U_{is}$, čia: $U_{Ra} = I_K \cdot R_a$. Iš čia galima parašyti:

$$\begin{aligned} U_{is} &= \varepsilon_{KE} - U_{Ra} = \varepsilon_{KE} - (I_K \cdot R_a) = \varepsilon_{KE} - [\varepsilon_{KE} \cdot R_a / (R_a + R_{KEe})] = \\ &= \varepsilon_{KE} \cdot R_{KEe} / (R_a + R_{KEe}), \end{aligned} \quad (1.158)$$

čia iš (1.155) įstatę R_{KEe} , ir pakeitę $U_{KE} \Rightarrow \varepsilon_{KE}$, randame:

$$|U_{is}| = \varepsilon_{KE}^2 / \{ [I_{sK(e)} \cdot R_a \cdot \exp(U_{BE}/\varphi_T)] + |\varepsilon_{KE}| \}. \quad (1.159)$$

Iš (1.158) ir (1.159) kyla *svarbi išvada*:

BE schemoje DT su apkrovos rezistoriumi R_a taip pat iš esmės yra įėjimo įtampos $U_{in} = U_{BE}$, arba $U_{in} \sim U_{BE}$, valdomas rezistorinis daliklis, dalijantis maitinimo įtampą ε_{KE} .

Taigi, iš (1.159) matome: kai $U_{BE} = 0$, išėjimo įtampa $U_{is} \cong \varepsilon_{KE}$, nes įtampa $U_{Ra} = I_{sK(e)} \cdot R_a \ll \varepsilon_{KE}$. Šiuo atveju DT yra „uždarytas“ – išjungtoje būsenoje, nes $I_K \cong I_{sK(e)}$, ir jo veiktos taškas $\{U_{KE}, I_K\}$ yra išėjimo VACH kreivės, kai $I_B = 0$, ir apkrovos R_a tiesės susikirtimo taške „a“ – atkirtos taške (1.63 pav., a). Kai įėjimo įtampa $U_{BE} > 0$ ir didėja, DT bazės B srovė $I_B > 0$ taip pat didėja. Todėl tranzistoriaus veikos taškas $\{U_{KE}, I_K\}$ slenka apkrovos R_a tiesės aukštyn, o išėjimo įtampa U_{is} mažėja ir artėja prie nulio (1.159). Taigi, išėjimo įtampos U_{is} pokyčio $\Delta U_{is} < 0$ ženklas yra priešingas įėjimo įtampos U_{in} pokyčio $\Delta U_{in} = \Delta U_{BE} > 0$ ženklui. Iš čia matome, jog BE schemoje DT išėjimo įtampos U_{is} pokyčio ΔU_{is} fazė φ_{is} yra pasukta -180° įėjimo įtampos U_{in} pokyčio ΔU_{in} fazės φ_{in} atžvilgiu ($\Delta\varphi = \varphi_{is} - \varphi_{in} = -180^\circ \equiv -\pi$ rad). Kai $I_B = I_{B(s)}$, tranzistoriaus veikos taškas $\{U_{KE}, I_K\}$ yra taške „s“ – soties taške (1.63 pav., a), kur išėjimo įtampa U_{is} yra ribose: $1\text{ V} > U_{is} > 0$, o $I_K \approx I_{K\max}$. Šiuo atveju tranzistorius yra „atidarytas“ – įjungtoje būsenoje ir šiame jo veikos taške „s“ įtampa $U_{KB} = 0$, o įtampa $U_{KE} > 0$. Ši DT soties sąlyga išėjimo VACH (1.63 pav., a) yra parodyta brūkšnine-dvitaškine kreive $U_{KB} = 0$. Toliau didinant bazės B srovę $I_B > I_{B(s)}$, DT veikos taškas slenka apkrovos R_a tiesės aukštyn ir patenka už soties taško „s“, t. y. atsiduria soties srityje, kurioje įtampa $U_{KB} < 0$, o $U_{KE} > 0$ – išlieka teigiama. Šiuo atveju DT yra stipriai „atidarytas“ – įsotintas. Todėl kolektoriaus-bazės p–n sandūra atsidaro, dėl to tranzistorius yra sotinamas, t. y. jo bazės ir kolektoriaus srityse kaupiasi pertekliniai šalutiniai krūvininkai, kurie yra injektuojami iš kolektoriaus K srities į bazės B sritį, ir atvirkščiai. Kai turime n–p–n tranzistorių, tai p– tipo bazėje B kaupiasi pertekliniai elektronai ($n_p \cdot \Delta V$), o n– tipo kolektoriuje K – perteklinės skylės ($p_n \cdot \Delta V$). Tačiau soties veikoje DT kolektoriaus K – išėjimo įtampa $U_{is} > 0$ – išlieka teigiama, bet santykinai mažų verčių: (0,02–0,1) V, ir tai yra viena iš esminių – teigiamų dvipolio tranzistoriaus savybių, kai jis naudojamas „rakto veikoje“ – „įjungtas“ – sties taške „s“, arba „išjungtas“ – atkirtos taške „a“.

BE schemoje, kai tranzistoriaus veikia normali, DT pastovioji įėjimo įtampa U_{in} yra atidarytos emiterio-bazės p–n sandūros įtampa $U_{BE} \equiv U_{in}$, kuri įvairioms puslaidininkinėms medžiagoms tenkina sąlygą: $U_{BE} \leq 1\text{ V}$ (1.19 pav.). Todėl akivaizdu, jog BE schemoje DT taip pat stiprina pastoviąją įtampą, nes kolektoriaus K grandinėje įjungto maitinimo šaltinio įtampos ε_{KE} vertės gali būti dešimtys ir šimtai voltų. Šiai DT savybei BE schemoje nusakyti taip pat yra pasitelkiamas pastoviosios įtampos stiprinimo koeficientas K_{Ue} , kuris parašomas taip:

$$K_{Ue} = |U_{is}/U_{in}| = |U_{is}/U_{BE}| \cong (\varepsilon_{KE} - I_K \cdot R_a) / (I_B \cdot R_{BE}) \approx \varepsilon_{KE} / 1\text{ V}, \quad (1.160)$$

Iš (1.158) ir (1.159) matome: kai $U_{in} = \text{const}$, BE schemoje DT koeficientas K_{Ue} didėja, didėjant įtampai ε_{KE} ir mažėjant apkrovos rezistoriaus R_a varžai. Ši koeficiento K_{Ue} priklausomybė nuo varžos R_a akivaizdžiai kyla iš rezistorinio įtampos daliklio veikos, nes, mažėjant varžai R_a , mažėja dalijimo koeficientas ir išėjimo pastovioji įtampa $U_{is} \Rightarrow \varepsilon_{KE}$.

Akivaizdu, kad tranzistorius BE schemoje stiprina ir kintamąją įėjimo įtampą $U_{in \sim}$.

Todėl yra naudojamas ir DT *diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas* K_{ue} , kai $I_B = \text{const}$:

$$K_{ue} = \partial U_{is} / \partial U_{in} = U_{ois} / U_{oin} \cong I_{oK} \cdot R_a / (I_{oB} \cdot r_{BE}) = \beta R_a / r_{BE}, \quad (1.161)$$

čia: U_{ois} ir U_{oin} – atitinkamų harmoninių signalų įampų amplitudės, tenkinančios mažo signalo sąlygas; $\beta = I_{oK} / I_{oB}$ (1.149), ir K_{ue} apskaičiavime panaudota tapatybė $U_{ois} \cong I_{oK} \cdot R_a$, nes varžos R_a ir R_{KE} kintamajam signalui yra sujungtos lygiagrečiai per šaltinio $\mathcal{E}_{KE}$ vidaus varžą $R_i \Rightarrow 0$, o sąlyga $I_B = \text{const}$ nurodo DT veikos taško vietą jo apkrovos R_a tiesėje, pavyzdžiui, taške „c“ (1.63 pav., a).

Iš (1.161) ir (1.159), žinodami, kad $U_{BE \sim} = U_{in \sim}$, randame:

$$K_{ue} = R_a \cdot \mathcal{E}_{KE}^2 \cdot I_{sK(e)} \cdot \exp(U_{BE} / \varphi_T) / \{ \varphi_T [I_{sK(e)} \cdot R_a \cdot \exp(U_{BE} / \varphi_T) + \mathcal{E}_{KE}]^2 \},$$

iš čia, pasinaudoję išraiškomis (1.141a) ir (1.146), gauname:

$$\begin{aligned} K_{ue} &= \mathcal{E}_{KE}^2 \cdot I_K \cdot R_a / [\varphi_T (I_K \cdot R_a + \mathcal{E}_{KE})^2] = \\ &= S_e(I_K) \cdot R_a \cdot \mathcal{E}_{KE}^2 / (I_K \cdot R_a + \mathcal{E}_{KE})^2 \cong S_e(I_K) \cdot R_a, \end{aligned} \quad (1.162)$$

čia I_K – pastovioji kolektoriaus K srovė tranzistoriaus veikos taške, pavyzdžiui, taške „c“ (1.63 pav., a), o S_e yra I_K funkcija (1.146).

Palyginę (1.162) ir (1.137) matome, jog $K_{ue} \cong K_{ub}$, nes $S_e = |S_b|$. Čia turime pasakyti, kad išraiška (1.162) yra apytikslė, nes BE schemoje $I_K \neq \text{const}$, kai $I_B = \text{const}$ (1.63 pav., a). Iš 1.63 pav., a, matome: didinant $\mathcal{E}_{KE}$ ir R_a taip, kad būtų išlaikomos sąlygos $U_{in \sim} = \text{const}$, kartu ir $\partial I_B = \text{const}$ ir $I_K = \text{const}$, apkrovos tiesė R_a sukasi prieš laikrodžio rodyklę apie tranzistoriaus veikos tašką „c“. Dėl to didėja $\partial U_{is} = U_{is \sim}$, o kartu ir K_{ue} . Akivaizdu, kad pastovioji srovė I_K išraiškoje (1.162) turi tenkinti sąlygą $0 \leq I_K \leq I_{K \max}$. Tarkim, esant šioms vertėms: $\varphi_T = 25,5$ mV, $\mathcal{E}_{KE} = 10$ V ir $R_a = 1$ kΩ, gauname vertę $I_{K \max} = 10$ mA. Į išraišką (1.162) įstatę gautą vertę $I_K = I_{K \max} / 2 = 5$ mA, randame $K_{ue} = 87,1$. Esant šioms sąlygoms, kaip ir BB schemoje, 1.59 pav., a, parodyta priklausomybė $K_{ub}(I_K)$ atitinka iš (1.162) apskaičiuotą K_{ue} priklausomybę nuo I_K BE schemoje, kai maitinimo įtampa $\mathcal{E}_{KE} = I_K \cdot R_a + U_{KE}$, t. y. $\mathcal{E}_{KE}$ vertė yra perskaičiuojama taip, kad apkrovos tiesė R_a sukasi prieš laikrodžio rodyklę apie tranzistoriaus veikos tašką „c“, kuriame kolektoriaus K srovė $I_K = 5$ mA ir $U_{KE} = 5$ V. Ten pat 1.59 pav., b, yra parodyta priklausomybė $K_{ub}(R_a)$, kuri atitinka priklausomybę $K_{ue}(R_a)$, kai įtampa $\mathcal{E}_{KE} = 10$ V ir srovė $I_K = \text{const}$ (1.63 pav., b – ištisinė kreivė). Šiuo atveju, didėjant R_a , koeficientas K_{ue} taip pat didėja ir, pasiekęs maksimumą $K_{ue \max}$, toliau mažėja. Ši koeficiento K_{ue} priklausomybė nuo R_a yra paaiškinama tranzistoriaus išėjimo VACH kreivių $I_B = \text{const}$ šeimoje nubrėžtos apkrovos R_a tiesės (1.63 pav., a) elgesiu, kintant varžai R_a . Tegu DT veikos taškas $\{I_K, U_{KE}\}$ yra taške „c“. Didėjant varžai $R_a \geq 0$ ir esant sąlygoms $U_{in \sim} = U_{BE \sim} = \text{const}$, ir $\partial I_B = \text{const}$, bei $\mathcal{E}_{KE} = \text{const}$, apkrovos tiesė R_a sukasi prieš laikrodžio rodyklę apie įtampos $\mathcal{E}_{KB}$ vertės tašką „e“ (1.63 pav., a). Dėl to didėja $\partial U_{KE} = U_{is \sim}$ ir kartu didėja K_{ue} (1.63 pav., b). Kita vertus, tuo pačiu metu DT veikos taškas $\{I_K, U_{KE}\}$ iš pozicijos „c“ apkrovos tiesė R_a slenka veikos taško „s“ kryptimi – aukštyn, nes palaikome sąlygą $I_K = \text{const}$. Taigi, DT veikos taškas $\{I_K, U_{KE}\}$ patenka į pradinę išėjimo VACH kreivių $I_B = \text{const}$ sritį, kurioje atstumas tarp gretimų $I_{B1}(U_{KE})$ ir $I_{B2}(U_{KE})$ kreivių, esant $\partial I_B = |I_{B1} - I_{B2}| = \text{const}$, mažėja. Todėl toliau didėjant R_a , pokytis ∂U_{KE} pradeda mažėti ir kartu mažėja K_{ue} . Kita vertus, rezistoriaus R_a varžai pasiekus pakankamai dideles vertes, tranzistoriaus veikos taškas $\{I_K, U_{KE}\}$ kerta soties liniją $U_{KB} = 0$ (1.63 pav., a, brūkšninė- dvitaškinė kreivė) ir DT įsisotina – visiškai „atsidaro“, todėl $K_{ue} \Rightarrow 0$. Kai $R_a \Rightarrow 0$, apkrovos tiesė R_a sukasi pagal laikrodžio rodyklę apie įtampos $\mathcal{E}_{KB}$ vertės tašką „e“, ir todėl pokytis $\partial U_{KE} = U_{is \sim}$ taip pat mažėja, ir kartu $K_{ue} \Rightarrow 0$. Čia atkreiptinas dėmesys, kad esant sąlygai $I_B = \text{const}$, srovė $I_K \neq \text{const}$, kai R_a kinta. Todėl išraiškoje (1.162) reikia įskaityti srovės I_K kitimą, kai yra keičiama varža R_a , nes $I_K \sim 1/R_a$, ir, esant šiai sąlygai, apskaičiuota

priklausomybė $K_{ue}(R_a)$ yra parodyta 1.63 pav., b, brūkšnine kreivė. Taigi, paaiškėjo, jog BE schemeje (1.53 pav., b) DT, kaip ir BB schemeje (1.53 pav., a), stiprina įtampą $K_{ue, ue} \gg 1$ ir, skirtingai nuo BB schemos, stiprina srovę $I_K \gg I_B$, nes $I_{K\sim} \sim \beta_o \gg 1$. BE jungimo grandinėje DT įėjimo varža R_{BE} nuolatinei ir r_{BE} kintamajai srovėms yra didelė, o išėjimo diferencialinė varža r_{KE} – taip pat didelė, bet mažesnė už r_{KB} . DT išėjimo varža R_{KE} pastoviai srovei yra įėjimo įtampos $U_{in\sim} \approx U_{BE\sim}$ funkcija (1.155), ir kinta nuo labai mažų verčių (0,01–1) Ω , iki labai didelių verčių (10–100) $M\Omega$, t. y. DT elgiasi kaip įtampa $U_{in\sim} \sim$ valdomas kintamasis rezistorius – elektriškai valdomas potenciometras $R_{KE}(U_{in\sim}, U_{in\sim})$.

Parodėme, jog BE schemeje DT stiprina ir įtampą, ir srovę. Todėl surasime DT galios stiprinimo koeficientus: K_{pe} – nuolatinei srovei ir K_{pb} – kintamajai srovei BE jungimo schemeje:

$$K_{pe} = P_{is}/P_{in}, \quad K_{pb} = P_{is\sim}/P_{in\sim}, \quad (1.163)$$

čia: $P_{in} = I_{in} \cdot |U_{in}|$, $P_{is} = I_{is} \cdot |U_{is}|$, $P_{in\sim} = I_{oin} \cdot U_{oin}$, $P_{is\sim} = I_{ois} \cdot U_{ois}$.

BE schemeje $I_{is} = I_K$ ir $I_{in} = I_B$, todėl iš (1.107), (1.150), (1.160) ir (1.161) randame:

$$K_{pe} = \beta_o \cdot K_{ue}, \quad (1.164)$$

iš čia matome: K_{pe} yra daug didesnis už K_{pb} (1.139), nes $\beta_o \gg \alpha_o$, ir kartu yra daug daugiau už 1 ($K_{pe} \gg 1$).

Analogiškai kintamojo signalo atveju gauname:

$$K_{pe} = \beta \cdot K_{ue} \gg 1 \text{ ir } K_{pe} \gg K_{pb}. \quad (1.165)$$

Bendro kolektoriaus schemeje (BK) (1.53 pav., c) DT įėjimo srovė yra I_B , o išėjimo – I_E . Ši grandinė, pasinaudojus diodiniu ekvivalentu (1.52 pav.), yra modeliuojama tokia pačia *Eberso ir Molo ekvivalentine schema*, kaip ir BE grandinė, kuri yra parodyta 1.64 pav., a, tik šiuo atveju schemos *bazinis potencialas* – nulinė įtampa yra kolektoriuje K, todėl priimame $\phi_K = 0$.

BK grandinėje (1.53 pav., c) DT veikai nusakyti yra naudojamos:

įėjimo VACH: $I_B(U_{BK})$, esant pasirinktai $U_{EK} = \text{const}$, kai $|U_{BK}| \leq |U_{EK}|$;

išėjimo VACH: $I_E(U_{EK})$, esant pasirinktai $I_B = \text{const}$;

perdavimo charakteristika: $I_E(U_{BK})$, esant pasirinktai įtampai $U_{EK} = \text{const}$, kai $|U_{BK}| \leq |U_{EK}|$.

1.64 pav. yra parodytos iš (1.117) ir (1.118) apskaičiuotos į BK schemą (1.53 pav., c) įjungto n–p–n tranzistoriaus įėjimo VACH – $I_B(U_{BK})$, perdavimo charakteristika $I_E(U_{BK})$ (b) ir išėjimo VACH – $I_E(U_{EK})$ (c).

Palyginę 1.64 pav. su 1.61 pav., matome, jog BK schemeje DT VACH praktiškai nesiskiria nuo jo VACH BE grandinėje. Iš įėjimo VACH – $I_B(U_{BK})$ ir perdavimo charakteristikos $I_E(U_{BK})$ (1.64 pav., b) matome, kad jos taip pat yra matematinės eksponentinės funkcijos e^x pavidalo. Todėl, analogiškai diodo VACH (1.28), jos labai tiksliai yra aprašomos panašia aproksimacija:

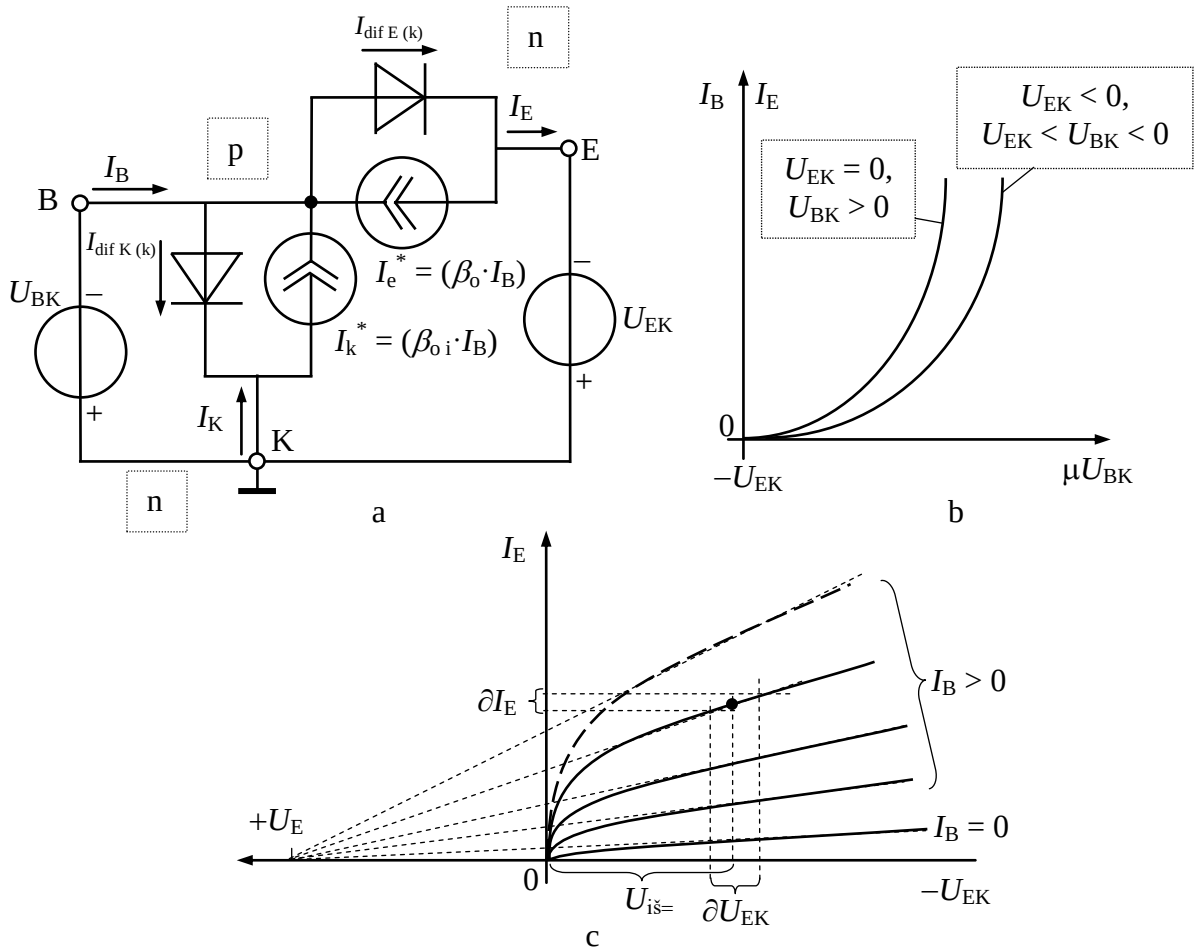
$$I_B = I_{sB}(T, U_{EK}) \cdot \exp(U_{BE}/\varphi_T), \quad \text{čia } U_{BE} = U_{BK} - U_{EK}, \quad (1.166)$$

$$I_E = I_{sK(e)}(T, U_{EK}) \cdot \exp(U_{BE}/\varphi_T), \quad \text{čia } U_{BE} = U_{BK} - U_{EK}. \quad (1.167)$$

Išraiškose (1.166) ir (1.167) laikoma, kad $m = 1$, atgalinės soties srovės I_{sB} ir $I_{sK(e)}$ yra aprašytos atitinkamomis išraiškomis (1.142) ir (1.143), o įtampos U_{BE} , U_{BK} ir U_{EK} yra įrašomos su savo ženklų „ $\pm$ “.

BK schemeje iš DT perdavimo charakteristikos $I_E(U_{BK})$ kintamojo signalo atveju emitterio E kintamosios srovės $I_{E\sim}$ priklausomybė nuo kintamosios įtampos $U_{BK\sim}$ yra nusakoma *diferencialiniu statumu* S_k , kai $U_{EK} = \text{const}$:

$$S_k = \partial I_E / \partial U_{BK} \Big|_{U_{EK} = \text{const}} = [I_E(U_{BK})]' \Big|_{\{U_{BKj}, I_{Ej}\}} = I_{oE} / U_{oBK}, \quad (1.168)$$



1.64 pav. Bendro kolektoriaus (BK) grandinės (1.60 pav.) ekvivalentinė schema (a) su n-p-n tranzistoriaus įėjimo VACH – I_B (U_{BK}), perdavimo charakteristika I_E (U_{BK}) (b) ir išėjimo VACH – I_E (U_{EK}) (c)

čia: $I_{o E}$ ir $U_{o BK}$ – atitinkamų dydžių amplitudės, o indeksas j nurodo DT veikos taško $\{U_{BKj}, I_{Ej}\}$ vietą.

Iš (1.167) ir (1.168) randame:

$$S_k = I_{K es}(T, U_{EK}) \cdot [\exp(U_{BE}/\varphi_T)]/\varphi_T. \quad (1.169)$$

I (1.169) statę išraišką (1.167), gauname:

$$S_k = I_E/\varphi_T, \quad (1.170)$$

ir iš čia matome, kad $S_k \cong S_e = |S_b| = S$ (1.123), nes $I_E \cong I_K$, ir todėl turime *pamatinę išvadą*:

dvipolio tranzistoriaus (DT) statusas S visais atvejais nepriklauso nuo jo parametru bei jungimo schemas, ir yra tik kolektoriaus K arba emiterio E pastoviosios srovės $I_{K, E}$ ir temperatūros T funkcija.

Nagrinėjant DT įėjimo U_{in} grandinę BK schemoje, kaip įėjimo U_{in} įtampos šaltinio U_{BK} apkrovą, yra pasitelkiama įėjimo varža R_{Bk} nuolatinei srovei, ir diferencialinė įėjimo varža r_{Bk} kintamajai srovei, kai $U_{EK} = \text{const}$:

$$\left. \begin{aligned} R_{Bk} &= |U_{BK}|/I_B, \\ r_{Bk} &= \partial U_{BK}/\partial I_B = U_{o BK}/I_{o B}, \end{aligned} \right\} \quad (1.171)$$

Iš (1.166) ir (1.168)–(1.171), žinodami, jog $U_{BE, \sim} = U_{BK, \sim} - U_{EK, \sim}$ ir $I_B \cong I_E/\beta_o$,

bei $I_B \sim I_E \sim \beta$, randame:

$$R_{Bk} = |U_{BE} + U_{EK}|/I_B = |U_{BE}|/[I_{sB} \cdot \exp(U_{BE}/\varphi_T)] + |U_{EK}|/I_B \cong \\ \cong R_{BEe} + \beta_0 |U_{EK}|/I_E, \quad (1.172)$$

$$r_{Bk} = (U_{oBK}/I_{oB}) \cdot (I_{oE}/I_{oE}) \cong \beta/S_k = \beta \cdot \varphi_T/I_E. \quad (1.172a)$$

Iš (1.172) ir (1.172a) apskaičiuojame: $r_{Bk} = 1,25 \text{ k}\Omega$, kai $\beta = 49$ ($\alpha = 0,98$), $\varphi_T = 25,5 \text{ mV}$ ir $I_E = 1 \text{ mA}$; $R_{Bk} = 176 \text{ k}\Omega + 490 \text{ k}\Omega = 666 \text{ k}\Omega$, kai $I_{sB} = 10^{-6} \text{ mA}$ ir $U_{BE} = 176 \text{ mV}$, kuriai esant $I_B = 20 \text{ }\mu\text{A}$, kai $U_{EK} = -10 \text{ V}$. Palyginę šiuos rezultatus su BE schemoje gautais rezultatais (1.149), matome, jog BK schemoje DT įėjimo diferencialinė varža yra tokia pat: $r_{Bk} \cong r_{BEe}$, nes $I_E \cong I_K$, ir emiterio E grandinėje nėra apkrovos rezistoriaus $R_a = 0$ (1.53 pav., c). Tačiau $R_{Bk} > R_{BEe}$ ir $R_{Bk} > r_{Bk}$.

Nagrinėjant tranzistoriaus išėjimo $U_{i\text{š}}$ grandinę BK schemoje, kaip kintamosios įtampos šaltinio $U_{EK} \sim$ apkrovą, yra naudojama diferencialinė išėjimo varža r_{EKk} , kai $I_B = \text{const}$:

$$r_{EKk} = \partial U_{EK} / \partial I_E = U_{oEK} / I_{oE}, \quad (1.173)$$

Iš (1.117) randame:

$$\partial I_E / \partial U = a_{11} \cdot [\exp(U_{BE}/\varphi_T)] / \varphi_T + a_{12} \cdot [\exp(U_{BK}/\varphi_T)] / \varphi_T,$$

$$\partial I_B / \partial U = a_{31} \cdot [\exp(U_{BE}/\varphi_T)] / \varphi_T + a_{32} \cdot [\exp(U_{BK}/\varphi_T)] / \varphi_T \equiv 0,$$

ir iš čia, bei (1.118), žinodami, kad $U_{EK} = U_{BK} - U_{BE}$, gauname:

$$\partial I_E / \partial U_{EK} = -I_{sK} \cdot (1 - \alpha_o \cdot \alpha_{oi}) \cdot [\exp(U_{BK}/\varphi_T)] / [\varphi_T \cdot (1 - \alpha_o)]. \quad (1.173a)$$

Išraišką (1.173a) įstatę į (1.173), ir pakeitę $-I_{sK}$ jos moduliui, gauname:

$$r_{EKk} = \varphi_T \cdot (1 - \alpha_o) / [\exp(U_{BK}/\varphi_T) \cdot (1 - \alpha_o \cdot \alpha_{oi}) \cdot I_{sK}]. \quad (1.174)$$

Gautoje išraiškoje (1.174) padarę pakeitimą $U_{BK} = U_{EK} + U_{BE}$ (1.60 pav.), ir pasinaudoję išraiškomis (1.143), bei (1.167), randame:

$$r_{EKk} = \varphi_T / [\exp(U_{EK}/\varphi_T) \cdot (1 - \alpha_o \cdot \alpha_{oi}) \cdot I_E]. \quad (1.175)$$

Iš (1.175) apskaičiuojame: kai $\alpha_o = 0,98$, $\alpha_{oi} = 0,5$, $\varphi_T = 25,5 \text{ mV}$, $I_E = 1 \text{ mA}$ ir $U_{EK} = -0,3 \text{ V}$, diferencialinė varža $r_{EKk} = 129 \cdot 10^3 \Omega = 129 \text{ k}\Omega$, kai $I_B = \text{const}$, o tai atitinka srovės šaltinio sąlygą bazės B grandinėje. Iš čia galima teigti: BK schemoje normaliai įjungto DT varža $r_{EKk} \cong r_{KEe}$ (1.153), kitaip tariant, yra tokios pat vertės, kaip ir BE jungimo schemoje, nes $I_E \cong I_K$. Be to, varža r_{EKk} , kaip ir r_{KEe} , priklauso nuo I_E (arba I_K) – didėjant pastoviai srovei I_E , varža r_{EKk} mažėja (1.64 pav., b), o tai taip pat yra susiję su Erlio efektu.

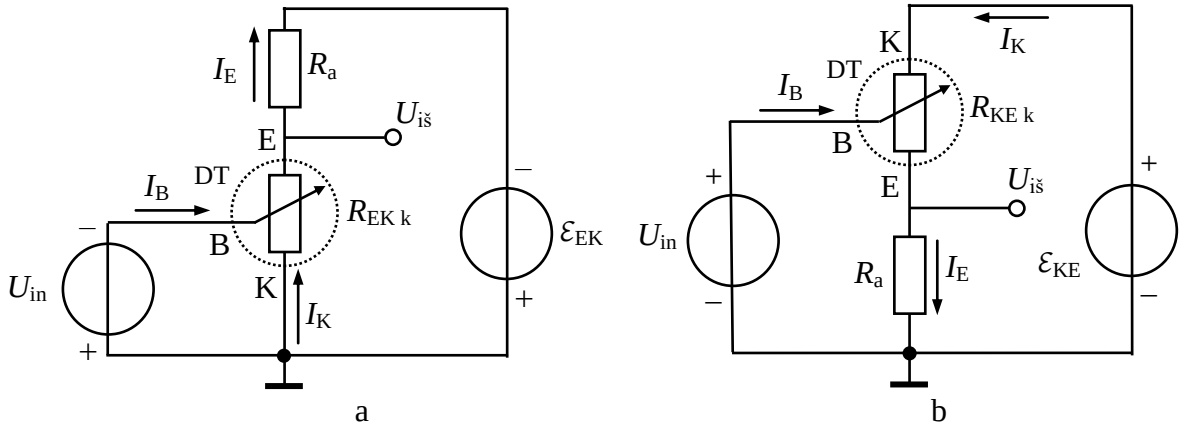
BK jungimo schemoje DT išėjimo varža R_{EKk} pastoviai srovei yra:

$$R_{EKk} = |U_{EK}|/I_E, \quad \text{kai } I_B = \text{const}, \quad (1.176)$$

ir iš čia, bei (1.167), gauname:

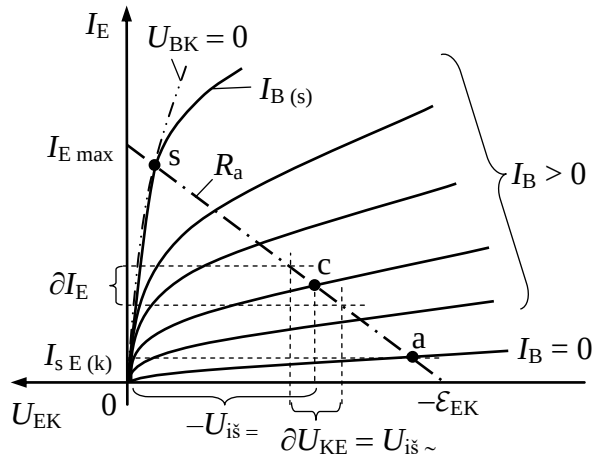
$$R_{EKk} = |U_{EK}|/[I_{sK(e)} \cdot \exp(U_{BE}/\varphi_T)]. \quad (1.177)$$

Palyginę (1.177) ir (1.155), matome, kad $R_{EKk} = R_{KEe}$, kai $I_B = \text{const}$. Taigi, esant fiksuotai I_B ir įtampai $U_{EK} = \text{const} < 0$, BK grandinėje DT išėjimo varža R_{EKk} taip pat yra įėjimo įtampos $U_{in} = U_{BK}$ funkcija ir kinta nuo labai didelės vertės: $(0,1-1) \text{ M}\Omega$, kai $U_{BK} = U_{EK}$, o tai atitinka $U_{BE} = 0$, iki labai mažų verčių: $(10-10^{-3}) \Omega$, kai $-U_{BK} > -U_{EK}$, o tai atitinka $U_{BE} > 0$. Iš čia matome, jog BK schemoje DT iš esmės taip pat yra įėjimo įtampa U_{in} , arba $U_{in} \sim$, valdomas rezistorius – elektriškai valdomas potenciometas R_{EKk} (U_{in} , U_{in}). Todėl BK stiprinimo pakopos ekvivalentinėje grandinėje, parodytoje 1.65 pav., a, DT yra pakeistas elektriškai valdomu varžos ekvivalentu – potencimetru R_{EKk} .



1.65 pav. Bendro kolektoriaus (BK) grandinė (a) ir emiterinio kartotuvo (EK) grandinė (b) su n–p–n tranzistoriaus elektriškai valdomu varžiniu ekvivalentu $R_{EK\ k}$ ir $R_{KE\ k}$, kai $R_{EK\ k} = R_{KE\ k}$

Išnagrinėsime 1.65 pav., a, parodytos BK grandinės su n–p–n tranzistoriaus elektriškai valdomu varžiniu ekvivalentu $R_{EK\ k}$ ($U_{in\sim}$, $U_{in\sim}$) veiką. Tam pasinaudosime DT išėjimo VACH (1.64 pav., c) ir joje nubrėžta apkrovos R_a tiesė, kuri yra parodyta 1.66 pav. brūkšnine-taškine tiesė.



1.66 pav. BK schemoje (1.65 pav.) įjungto n–p–n tranzistoriaus išėjimo VACH su joje nubrėžta apkrovos R_a tiesė (brūkšninė-taškinė linija)

Apkrovos R_a tiesė yra aprašoma šia lygtimi:

$$I_E = I_{E\ max} - |U_{EK}|/R_a, \quad (1.178)$$

čia: $I_{E\ max} = |\mathcal{E}_{EK}|/R_a$ ir iš čia, bei iš (1.178), galima parašyti taip:

$$I_E = (|\mathcal{E}_{EK}| - |U_{EK}|)/R_a. \quad (1.179)$$

Čia taip pat apkrovos R_a tiesė yra visuma tranzistoriaus veikos taškų $\{I_K, U_{EK}\}$, kai valdymo srovė – BK schemos atveju bazės B srovė I_B – kinta nuo 0 iki $I_{B(s)}$ (1.66 pav.).

DT emiterio išvade E (1.65 pav., a) išėjimo pastoviajai įtampai U_{is} apskaičiuoti pasinaudosime Omo dėsnio visai išėjimo grandinei (1.17) ir akivaizdžia įtampų suma $|\mathcal{E}_{EK}| = |U_{REK\ k}| + |U_{Ra}| = |U_{is}| + |I_E \cdot R_a|$. Iš čia galima parašyti:

$$U_{is} = |\mathcal{E}_{EK}| - |U_{Ra}| = |\mathcal{E}_{EK}| - |I_E \cdot R_a| = |\mathcal{E}_{EK}| \cdot R_{EK\ k} / (R_a + R_{EK\ k}), \quad (1.180)$$

ir čia įstatę $R_{EK\ k}$ iš (1.177), kai $I_B = \text{const}$, ir pakeitę $U_{EK} \Rightarrow \mathcal{E}_{EK}$, randame:

$$|U_{is}| = \mathcal{E}_{EK}^2 / [I_{s\ K(e)} \cdot R_a \exp(U_{BE}/\varphi_T) + |\mathcal{E}_{EK}|]. \quad (1.181)$$

Iš (1.180) matome, kad BK grandinėje DT taip pat iš esmės yra įtampa $U_{BK} = U_{in}$ valdomas rezistorinis nuolatinės maitinimo įtampos ε_{EK} daliklis. Todėl iš (1.181) paaiškėja, kad, kai $U_{BE} = 0$, o tai atitinka $U_{in} = U_{BK} = \varepsilon_{EK}$, nes $U_{BE} = U_{in} - \varepsilon_{EK} = 0$, išėjimo įtampa $U_{is} \cong \varepsilon_{EK}$, nes $U_{Ra} = I_{sE(e)} \cdot R_a \ll |\varepsilon_{KE}|$ – šiuo atveju DT yra „uždarytas“, nes $I_E = I_{sE(e)} \cong I_{sK(e)}$, ir todėl jo veiktos taškas $\{I_E, U_{EK}\}$ yra išėjimo VACH kreivės $I_E(U_{EK})$, kai $I_B = 0$, ir apkrovos R_a tiesės susikirtimo taške „a“ – *atkirtos taške* (1.66 pav.). Kai įtampa $U_{BE} > 0$ ir didėja (tai atitinka $|-U_{in}| < |-\varepsilon_{EK}|$), bazės B srovė $I_B > 0$ taip pat didėja. Todėl DT veiktos taškas $\{I_E, U_{EK}\}$ slenka apkrovos R_a tiesės aukštyr, o išėjimo įtampos $-U_{is}$ modulis $|U_{is}|$ tuo metu mažėja ir artėja prie 0 (1.181). Taigi, išėjimo įtampos U_{is} pokyčio $\Delta U_{is} > 0$ ženklas sutampa su įėjimo įtampos U_{in} pokyčio $\Delta U_{in} > 0$ ženklu. Todėl BK grandinė nekeičia išėjimo įtampos U_{is} pokyčio ΔU_{is} fazės φ_{is} atžvilgiu įėjimo įtampos U_{in} pokyčio ΔU_{in} fazės φ_{in} ($\Delta\varphi = \varphi_{is} - \varphi_{in} = 0$). Kai $I_B = I_{B(s)}$, tranzistoriaus veikos taškas $\{I_E, U_{EK}\}$ yra taške „s“ – *soties taške* (1.66 pav.), kuriame išėjimo įtampa $U_{is} \leq 0$, nes $\exp(U_{BE}/\varphi_T) \Rightarrow \infty$ (1.181), o $I_E \approx I_{E_{max}}$. Šiuo atveju DT yra „atidarytas“ ir šiame veikos taške „s“ įtampa $U_{BK} = 0$, nes įtampos $U_{BE} > 0$ didėjimas yra gaunamas mažinant įėjimo įtampos modulį $|U_{in}| = |U_{BK}| = 0$. Ši tranzistoriaus soties sąlyga išėjimo VACH taip pat yra parodyta brūkšnine-dvitaškine kreive $U_{BK} = 0$ (1.66 pav.). Toliau didinant bazės B srovę $I_B > I_{B(s)}$, DT veikos taškas $\{I_E, U_{EK}\}$ slenka apkrovos R_a tiesės aukštyr ir patenka už soties taško „s“, kur įtampa $U_{BK} < 0$, ir todėl kolektorinė p–n sandūra atsidaro – tranzistorius yra stipriai „atidarytas“ – įsotintas. Todėl DT yra sotinamas – jo bazės B ir kolektoriaus K srityse kaupiasi pertekliniai šalutiniai krūvininkai injektuojami iš kolektoriaus K srities į bazės B sritį, ir atvirkščiai – iš bazės B srities į kolektoriaus K sritį. Tačiau BK schemoje DT esant soties veikoje, kaip ir BE grandinėje, pastovioji įtampa $U_{is} = U_{EK}$ išėjime nėra lygi nuliui, nes $U_{is} \leq 0$ (BE grandinėje $U_{is} \geq 0$ (1.63 pav., a)).

Kai BK schemoje DT emiterio E grandinėje yra įjungta apkrova R_a (1.65 pav., a), tai šiuo atveju emiterinės p–n sandūros įtampą U_{BE} su įėjimo įtampa U_{in} ir išėjimo įtampa U_{is} sieja akivaizdus sąryšis:

$$U_{BE} = (-U_{in}) - (-U_{is}), \quad (1.182)$$

čia įtampos U_{in} ir U_{is} yra įrašomos su savo ženklu „ $\pm$ “, šiuo atveju su ženklu „–“.

Nagrinėjamo atveju, BK schemoje aprašant tranzistoriaus įėjimo U_{in} grandinę kaip įtampos šaltinio U_{in} apkrovą, išėjime U_{is} – emiterio E grandinėje esant apkrovai R_a , yra skaičiuojama įėjimo varža R_{Bk}^* pastoviajai srovei ir diferencialinė įėjimo varža r_{Bk}^* kintamajai srovei, kai $U_{EK} = \text{const}$:

$$\left. \begin{aligned} R_{Bk}^* &= |U_{in}|/I_B, \\ r_{Bk}^* &= \partial U_{in} / \partial I_B = U_{oin} / I_{oB}. \end{aligned} \right\} \quad (1.183)$$

Pasinaudoję išraiškomis (1.149), (1.167) ir (1.181), iš (1.182) ir (1.183) randame:

$$\begin{aligned} R_{Bk}^* &= R_{BEe} + \varepsilon_{EK}^2 / [I_{sK(e)} \cdot R_a \cdot \exp(U_{BE}/\varphi_T) + |\varepsilon_{EK}|] \cdot I_B = \\ &= R_{BEe} + \varepsilon_{EK}^2 / (I_E \cdot R_a + |\varepsilon_{EK}|) \cdot I_B \cong R_{BEe} + \beta_0 \cdot \varepsilon_{EK}^2 / (I_E \cdot R_a + |\varepsilon_{EK}|) \cdot I_E, \end{aligned} \quad (1.184)$$

čia yra padarytas pakeitimas $I_B \cong I_E / \beta_0$ (1.107), nes $I_E \cong I_K$.

Analogiškai randame:

$$\begin{aligned} r_{Bk}^* &= U_{BE} / I_B + U_{is} / I_B \cong \\ &\cong r_{BEe} + \beta \cdot R_a \cdot \varepsilon_{EK}^2 / (I_E \cdot R_a + |\varepsilon_{EK}|)^2. \end{aligned} \quad (1.185)$$

Palyginę gautas išraiškas (1.184) ir (1.185) su (1.172) matome, kad įjungus apkrovos rezistorių R_a , nuolatinės srovės atveju BK schemos įėjimo varža $R_{Bk}^* \cong R_{Bk}$ – išlieka nepakitusi, o kintamajai srovei $r_{Bk}^* > r_{Bk}$ – padidėja.

Iš (1.184) ir (1.185) apskaičiuojame: $r_{Bk}^* = 1,25 \text{ k}\Omega + 4,8 \text{ k}\Omega = 6,05 \text{ k}\Omega$, kai $\beta = 49$ ($\alpha = 0,98$), $\varphi_T = 25,5 \text{ mV}$, $\varepsilon_{EK} = -10 \text{ V}$, $I_K = 1 \text{ mA}$ ir $R_a = 100 \Omega$; varža $R_{Bk}^* = 176 \text{ k}\Omega + 485 \text{ k}\Omega = 661 \text{ k}\Omega$, kai $I_{sB} = 10^{-6} \text{ mA}$ ir $U_{BE} = 176 \text{ mV}$, kuriai esant $I_B = 20 \mu\text{A}$. Palyginę šiuos rezultatus su BE schemoje gautais rezultatais (1.149), matome, jog BK grandinės įėjimo diferencialinė varža r_{Bk}^* ir įėjimo varža R_{Bk}^* pastoviai srovei yra kelis kartus didesnės už atitinkamas varžas BE grandinėje ($r_{Bk}^* > r_{BEe}$ ir $R_{Bk}^* > R_{BEe}$), ir tai yra unikali BK schemos savybė.

BK schemoje (1.65 pav., a) DT pastoviosios įtampos perdavimo koeficientas K_{Uk} yra išreiškiamas taip:

$$K_{Uk} = U_{i\sim}/U_{in}, \quad (1.186)$$

ir iš čia, pasinaudoję išraiška (1.182), randame:

$$K_{Uk} = (U_{in} - U_{BE})/U_{in} = 1 - |U_{BE}/U_{in}| \leq 1. \quad (1.187)$$

Iš (1.187) matome: $K_{Uk} \leq 1$, nes $|U_{in}| \geq |U_{BE}|$ ir galioja nelygybė $0 \leq |U_{BE}/U_{in}| \leq 1$.

Į BK schemą (1.65 pav., a) įjungto DT *diferencialinis įtampos perdavimo koeficientas* K_{uk} , kai $I_B = \text{const}$, yra išreiškiamas taip:

$$K_{uk} = \partial U_{i\sim}/\partial U_{in} = U_{o\sim}/U_{in} \cong I_{oE} \cdot R_a / (I_{oB} \cdot r_{Bk}^*) = \beta^* R_a / r_{Bk}^*, \quad (1.188)$$

čia: $U_{o\sim}$ ir U_{in} – atitinkamų harmoninių signalų įampų amplitudės, tenkinančios mažo signalo sąlygas; $\beta^* = I_{oE}/I_{oB} = \beta + 1$, ir K_{uk} apskaičiavime panaudota tapatybė $U_{o\sim} \cong I_{oE} \cdot R_a$, nes varžos R_a ir R_{EKk} kintamajam signalui yra sujungtos lygiagrečiai per šaltinio ε_{KE} vidaus varžą $R_i \Rightarrow 0$, o sąlyga $I_B = \text{const}$ nurodo DT veikos tašką $\{I_E, U_{EK}\}$ jo apkrovos R_a tiesėje, pavyzdžiui, taške „c“ (1.66 pav.).

Iš (1.188) neseka akivaizdi koeficiento K_{uk} vertė, todėl žinodami, jog $U_{i\sim} = U_{in} - U_{BE}$, ir pasinaudoję išraiškomis (1.148), bei (1.183), randame:

$$\begin{aligned} K_{uk} &= (U_{in} - U_{BE})/U_{in} = 1 - |U_{BE}/U_{in}| \cdot (I_B/I_{B\sim}) = \\ &= 1 - r_{BEe}/r_{Bk}^* \leq 1. \end{aligned} \quad (1.189)$$

Iš (1.189) matome: $K_{uk} \leq 1$, nes $r_{BEe} < r_{Bk}^*$ ir santykis $r_{BEe}/r_{Bk}^* < 1$.

Taigi parodėme, jog BK schemoje (1.53 pav., c) DT, skirtingai nuo BB bei BE schemų (1.53 pav., a, b), nestiprina įtampos, nes $K_{Uk, uk} \leq 1$. Tačiau, kitaip nei BB schemoje, BK schemoje DT stiprina srovę $I_E \approx \beta_0 \cdot I_B$, nes $\beta_0 \gg 1$. BK schemoje emiterio E grandinėje esant apkrovos rezistoriui R_a , DT įėjimo varža R_{Bk}^* pastoviai srovei ir diferencialinė varža r_{Bk}^* kintamajai srovei yra *labai didelės*, o išėjimo diferencialinė varža r_{EKk} (1.173) – *didelė*, kai $I_B(U_{EK}) = \text{const}$, o tai atitinka srovės šaltinio sąlygą bazės B grandinėje. Kai į įėjimo U_{in} grandinę yra įjungtas įtampos šaltinis U_{in} (1.65 pav. a), tai tokiu atveju išėjimo diferencialinė varža r_{EKk} yra šuntuojama atidarytos emiterinės p–n sandūros santykinai maža diferencialine varža r_{EB} , ir todėl BK schemos išėjimo diferencialinė varža r_{EKk} yra maža. Čia taip pat DT varža R_{EKk} pastoviai srovei visais atvejais yra įtampos U_{BE} funkcija (1.177) ir kinta nuo labai mažų verčių (0,01–1) Ω , kai $U_{BE} > 0$, iki labai didelių verčių (10–100) $M\Omega$, kai $U_{BE} = 0$, t. y. DT ir BK schemoje elgiasi kaip įėjimo įtampa U_{in} , bei $U_{in\sim}$, elektriškai valdomas kintamasis rezistorius – elektriškai valdomas potenciometas $R_{EKk}(U_{in}, U_{in\sim})$.

Parodėme, jog BK schemoje DT stiprina srovę ir nestiprina įtampos. Todėl surasime DT galios stiprinimo koeficientus: K_{Pk} – pastoviai srovei ir $K_{P\sim k}$ – kintamajai srovei, kuriuos išreiškiame taip:

$$K_{Pk} = P_{i\sim}/P_{in}, \quad K_{P\sim k} = P_{i\sim}/P_{in\sim}, \quad (1.190)$$

čia: $P_{in} = I_{in} \cdot U_{in}$, $P_{i\sim} = I_{i\sim} \cdot U_{i\sim}$, $P_{in\sim} = I_{in\sim} \cdot U_{in\sim}$, $P_{i\sim\sim} = I_{o\sim} \cdot U_{o\sim}$.

Iš (1.190), padarę pakeitimus – $I_{i\sim} = I_E$, $I_{in} = I_B$ ir $I_E/I_B \approx \beta_0$, bei pasinaudoję išraiška (1.186), randame:

$$K_{Pk} \approx \beta_0 \cdot K_{Uk}, \quad (1.191)$$

ir iš čia matome: $K_{pk} \gg 1$, nes $\beta_0 \gg 1$, nors $K_{uk} \leq 1$, be to, $K_{pk} \approx K_{pb}$ (1.139).

Analogiškai gauname:

$$K_{pk} \approx \beta \cdot K_{uk}, \quad (1.192)$$

iš čia taip pat matome: $K_{pk} \gg 1$, nes $\beta \gg 1$, nežiūrint fakto, jog $K_{uk} \leq 1$, o $K_{pk} \approx K_{pb}$ (1.140).

BK grandinė (1.65 pav., a) yra retai naudojama, nes jos įėjimo U_{in} grandinėje būtina užtikrinti pakankamai didelę užtvarinę įtampą $|U_{BK}|$: $(1-5) V < |U_{BK}| < |\mathcal{E}_{EK}|$. Kita vertus, BK schemos išėjimo diferencialinė varža r_{EKk} (1.173) labai stipriai priklauso nuo signalo šaltinio $U_{in} = \sim$ varžos R_i įėjimo U_{in} grandinėje. Todėl dažniausiai yra naudojama BK grandinės *modifikuotas variantas*, kuriame emiterio E grandinėje įjungtas apkrovos rezistorius R_a yra įžemintas (1.65 pav., b), o pastovioji maitinimo įtampa $\pm \mathcal{E}_{KE}$ yra prijungta prie tranzistoriaus kolektoriaus K ir „žemės“ ($\perp$) (analogiškai BB ir BE grandinėms). Toks BK grandinės jungimo variantas yra vadinamas **emiteriniu kartotuvu** (EK). EK schemos elektrinės savybės visiškai atitinka išnagrinėtas BK grandinės savybes, kai $I_B(U_{EK}) = \text{const}$ – tai tranzistoriaus bazės B grandinėje atitinka srovės šaltinio I_{in} sąlygą: $R_i = \infty$. Kai $I_B(U_{KE}) \neq \text{const}$, tai šiuo atveju EK schemos išėjimo U_{is} elektriniai parametrai priklauso nuo signalo šaltinio $U_{in} = \sim$ vidaus varžos R_i tranzistoriaus bazės grandinėje ir atidarytos emiterio-bazės p–n sandūros elektrinių savybių. Dėl to EK schemos išėjimo U_{is} diferencialinė varža r_{Eek} yra santykinai maža: $r_{Eek} = (0,01-1) k\Omega$.

Taigi, parodėme, jog visose jungimo schemose dvipolis tranzistorius (DT) labai stiprina įėjimo signalo $U_{in} \sim$ galią $P_{is} \sim$ ir šis stiprinimas yra didžiausias BE schemoje. *Pagrindinės dvipolio tranzistoriaus žemadažnės ($\omega \leq 10$ MHz) elektrinių savybių palyginamosios vertės*, kai tranzistorius yra įjungtas įvairiose išnagrinėtuose jungimo schemose, yra pateiktos 2-oje lentelėje.

2 lentelė

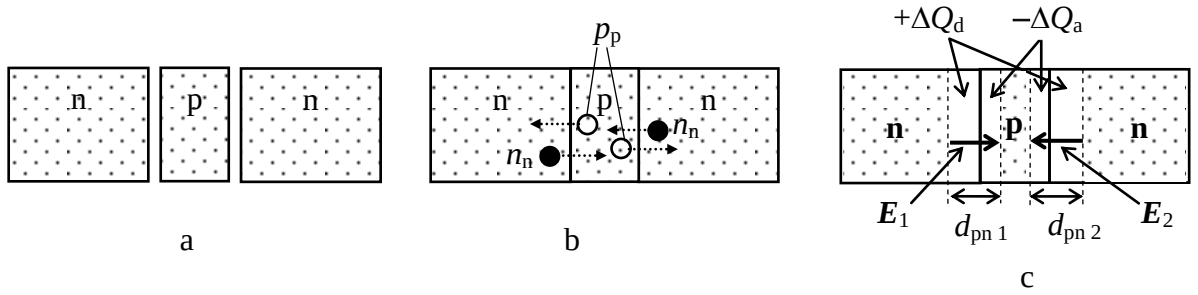
Tranzistoriaus jungimo būdas	Tranzistoriaus įėjimo ominė varža R_{in} ir diferencialinė varža r_{in}	Tranzistoriaus išėjimo ominė varža R_{is} ir diferencialinė varža r_{is}	Stiprinimas: Srovės/įtampos, galios $K_{i, u, p}$	Srovė, įtampa: Įėjime/išėjime
Bendros bazės (BB)	labai maža: $(10-300) \Omega$ $R_{in} > r_{in}$	labai didelė: $(0,1-10) M\Omega$ $r_{is} > R_{is}$	$\leq 1/\gg 1$, didelis	$I_E, U_{EB}/I_K, U_{KB}$
Bendro emiterio (BE)	didelė: $(10-100) k\Omega$ $R_{in} > r_{in}$	vidutinė: $(100-10^3) k\Omega$ $r_{is} > R_{is}$	$\gg 1/\gg 1$, labai didelis	$I_B, U_{BE}/I_K, U_{KE}$
Bendro kolektoriaus (BK), emiterinio kartotuvo (EK)	labai didelė: $(0,1-10) M\Omega$ $R_{in} > r_{in}$	vidutinė: $(100-10^3) k\Omega$, kai $I_B = \text{const}$; maža: $(0,01-1) k\Omega$, kai $I_B \neq \text{const}$ $r_{is} > R_{is}$	$\gg 1/\leq 1$, didelis	$I_B, U_{BK}/I_E, U_{EK}$

1.3.1.1. Dvipolio tranzistoriaus fizikiniai veikos principai

Analogiškai puslaidininkinio diodo atvejui, be pagrindinių elektrinių dvipolio tranzistoriaus savybių, būtina žinoti jo *fizikinius veikos principus*.

Dvipolis tranzistorius yra sudarytas iš trijų, pavyzdžiui, n–, p– ir n–, laidumo puslaidininkinių kūnų, kurie, tarkime, pradiniu laiko momentu nėra sujungti, ir tai yra parodyta 1.67 pav., a.

Čia būtina įsiminti, kad visi trys puslaidininkiniai kūnai yra elektriškai neutralūs –

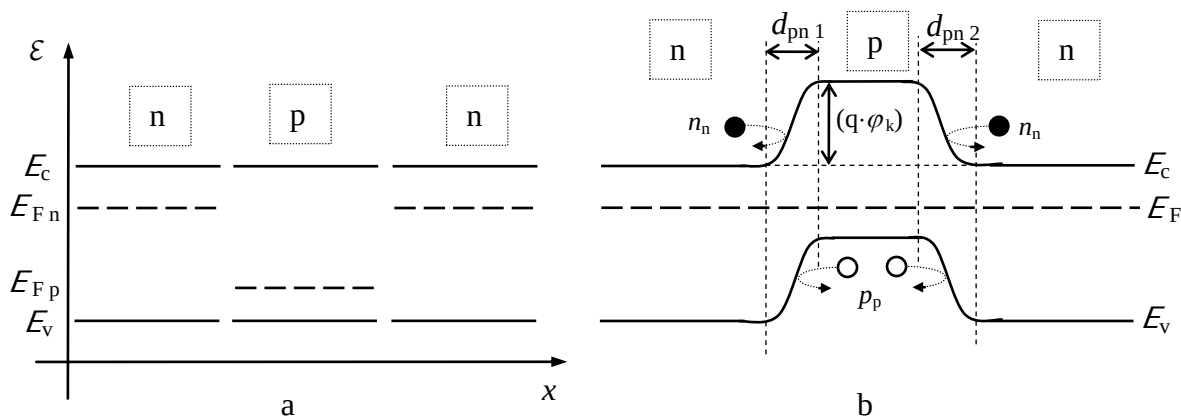


1.67 pav. Dvipoio n–p–n tranzistoriaus sudarymas (b) iš trijų elektriškai neutralių n–, p– ir n– laidumo puslaidininkinių kūnų (a), ir iš jų sudarytas tranzistorinis n–p–n darinys (c)

juos sudarančių elementariųjų dalelių – atomų ir laisvųjų krūvininkų – elektrinių krūvių $\pm q$ suma $\Sigma (\pm q) = Q = 0$. Sujungus skirtingo laidumo tipo puslaidininkinius kūnus (1.67 pav., b), kai absoliutinė temperatūra $T > 0$, vyksta *difuzijos reiškiny*s, kurio metu pagrindiniai laisvieji krūvininkai n_n – elektronai (●) iš n– puslaidininkio difunduoja į p– puslaidininkį, o pagrindiniai laisvieji krūvininkai p_p – skylės (o) iš p– puslaidininkio difunduoja į n– puslaidininkį. Difundavę elektronai ($n_n \cdot \Delta V$) p– puslaidininkyje ir difundavusios skylės ($p_p \cdot \Delta V$) n– puslaidininkiuose *rekombinuoja* su priešingo ženklo atitinkamais pagrindiniais laisvaisiais krūvininkais $(p_p \cdot \Delta V)^* = |n_n \cdot \Delta V|$ ir $|n_n \cdot \Delta V|^* = (p_p \cdot \Delta V)$, dėl ko n– puslaidininkiai įgauna teigiamą krūvį $+\Delta Q_d$, o p– puslaidininkis, atvirkščiai, įgauna neigiamą krūvį $-\Delta Q_a$, ir visada galioja lygybė $|+\Delta Q_d| = |-\Delta Q_a|$. Todėl naujai sudarytas n–p–n puslaidininkinis darinys (1.67 pav., c) išlieka elektriškai neutralus. Būtina įsiminti, jog krūvius $+\Delta Q_d$ ir $-\Delta Q_a$ sudaro n– ir p– puslaidininkio medžiagos gardelių jonizuoti nejudrūs priemaišų atomai – atitinkamai donorai ($N_d \cdot \Delta V$) ir akceptoriai ($-N_a \cdot \Delta V$), esantys atitinkamose nuskurdintose srityse, kurios 1.67 pav., c, yra nurodytos rodyklėmis. Be to, jonizuoti donorai ($N_d \cdot \Delta V$) ir akceptoriai ($-N_a \cdot \Delta V$) yra lokalizuoti arti p–n sandūrų metalurginių ribų ir yra nuskurdintose srityse, kuriose nėra laisvų krūvininkų (1.67 pav., c). Šių nuskurdintų sričių storiai yra d_{pn1} ir d_{pn2} , ir bendru atveju jie yra skirtingi (1.39). Krūviai $+\Delta Q_d$ ir $-\Delta Q_a$ nuskurdintose p–n sandūrų srityse $d_{pn1,2}$ sukuria atitinkamus vidinius elektrinius laukus E_1 ir E_2 , nukreiptus iš n– puslaidininkio į p– puslaidininkį. Šie elektriniai laukai lemia atitinkamas kulonines jėgas F_{K1} ir F_{K2} , dėl kurių poveikio yra stabdoma pagrindinių krūvininkų – elektronų n_n iš n– srities ir skylių p_p iš p– srities difuziją per atitinkamas p–n sandūras. Vykstant difuzijos ir rekombinacijos procesams, laukai E_1 ir E_2 didėja, o kartu didėja ir atitinkamos kuloninės jėgos F_{K1} ir F_{K2} , stabdančios difuzijos procesą, todėl esamoje temperatūroje $T > 0$ nusistovi termodinaminė pusiausvyra, kurios metu yra įgaunamos didžiausios laukų E_1 ir E_2 atitinkamos vidutinės vertės $\bar{E}_{1\max}$ ir $\bar{E}_{2\max}$. Kitaip tariant, tai įvyksta tada, kai elektronų n_n ir skylių p_p šiluminio judėjimo vidutinės kinetinės energijos ε_k pokytis $\Delta \varepsilon_k = -\varepsilon_k$ tampa lygus elektrinių laukų $E_{1,2\max}$ sukurtų atitinkamų vidutinių kuloninių jėgų $F_{K1,2\max}$ atliekamam stabdomajam darbui $-A$ (1.30). Taigi, aprašyto proceso rezultatas – n–p–n puslaidininkinis darinys, kuriame yra dvi p–n sandūros. Šios p–n sandūros gali būti pavaizduotos jau anksčiau aprašyta dviejų priešpriešiais sujungtų diodų ekvivalentine schema (1.52 pav.).

Elektriškai neutralių n–, p– ir n– puslaidininkinių kūnų (1.67 pav., a) ir iš jų sudaryto n–p–n darinio (1.67 pav., c) termodinaminėje pusiausvyroje nusistovėjusios energinės diagramos yra parodytos 1.68 pav., atitinkamai a ir b.

1.68 pav., a, pavaizduota energinė situacija atitinka 1.67 pav., a. Sujungus n–, p– ir n– puslaidininkius, dėl anksčiau aprašytos difuzijos ir rekombinacijos procesų Fermi lygmenys E_{Fn} ir E_{Fp} tampa lygūs: $E_{Fn} = E_{Fp} = E_F$ – Fermi energija: tikimybė, kad šios energijos vertė turės elektronai medžiagoje, yra 1/2. Taigi, 1.68 pav., a, pavaizduota energinė situacija pakinta ir dviejų p–n sandūrų monolitiniame n–p–n darinyje termodinamiškai nusistovėjusi



1.68 pav. Elektriškai neutralių n–, p– ir n– puslaidininkinių (1.67 pav., a) ir iš jų sudaryto n–p–n darinio – DT (1.67 pav., c) termodinamiškai nusistovėjusios energinės diagramos atitinkamai (a) ir (b)

energinė diagrama yra parodyta 1.68 pav., b.

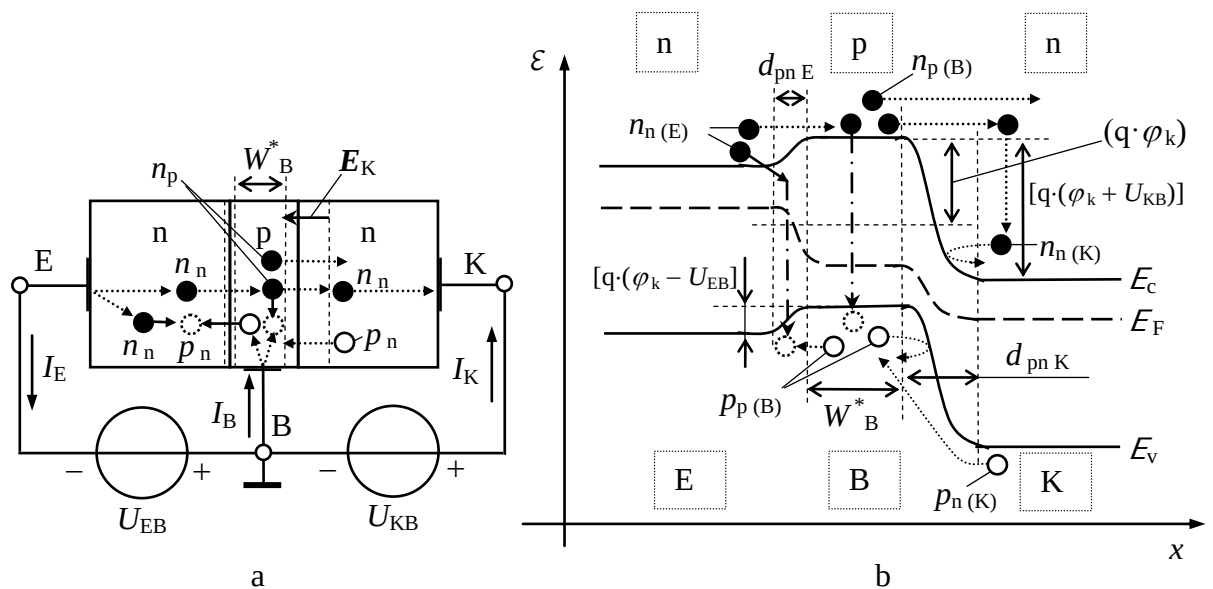
Kontaktinis p–n sandūrų potencialų skirtumas φ_k (1.36) sukuria barjerą $\Delta E_{pn} = q \cdot \varphi_k$, stabdantį pagrindinių krūvininkų n_n ir p_p difuziją iš n– srities į p– sritį ir atvirkščiai (1.68 pav., b). Nagrinėdami diodo p–n sandūrą parodėme, jog termodinaminėje pusiausvyroje per kontaktinį barjerą ΔE_{pn} iš elektriškai neutralių n– sričių difunduoja tik dalis elektronų $(\Delta n_n \cdot \Delta V)_n$, kuriuos kompensuoja pusiausvirinių šalutinių krūvininkų n_{p0} dreifinė dalis $(\Delta n_{p0} \cdot \Delta V)_p$ iš p– srities ir termogeneruoti elektronai $(\Delta n_T \cdot \Delta V)_{pn}$ iš nuskurdintos p–n sandūros srities – turime lygybę $(\Delta n_n \cdot \Delta V)_n = (\Delta n_{p0} \cdot \Delta V)_p + (\Delta n_T \cdot \Delta V)_{pn}$. Analogiškai iš p– srities difunduoja tik dalis skylių $(\Delta p_p \cdot \Delta V)_p$, kurias kompensuoja pusiausvirinių šalutinių krūvininkų p_{n0} dreifinė dalis $(\Delta p_{n0} \cdot \Delta V)_n$ iš n– sričių ir termogeneruotos skylės $(\Delta p_T \cdot \Delta V)_{pn}$ iš nuskurdintos p–n sandūros srities, t.y. turime lygybę $(\Delta p_p \cdot \Delta V)_p = (\Delta p_{n0} \cdot \Delta V)_n + (\Delta p_T \cdot \Delta V)_{pn}$. Susidariusių p–n sandūrų storiai $d_{pn1,2}$ ir barjerinės talpos $C_{pn1,2}$ yra nusakomos anksčiau gautomis išraiškomis (1.38)–(1.40), iš kurių matome, jog bendru atveju dydžių $d_{pn1,2}$ ir $C_{pn1,2}$ vertės puslaidininkinio n–p–n darinio skirtingoms p–n sandūroms gali būti skirtingos.

1.69 pav., a, yra pateiktas emiterio E, bazės B ir kolektoriaus K ominių kontaktai papildytas n–p–n darinys (1.67 pav., c), atitinkantis dvipolį (bipoliarinį) n–p–n tranzistorių, įjungtą į BB grandinę (1.53 pav., a).

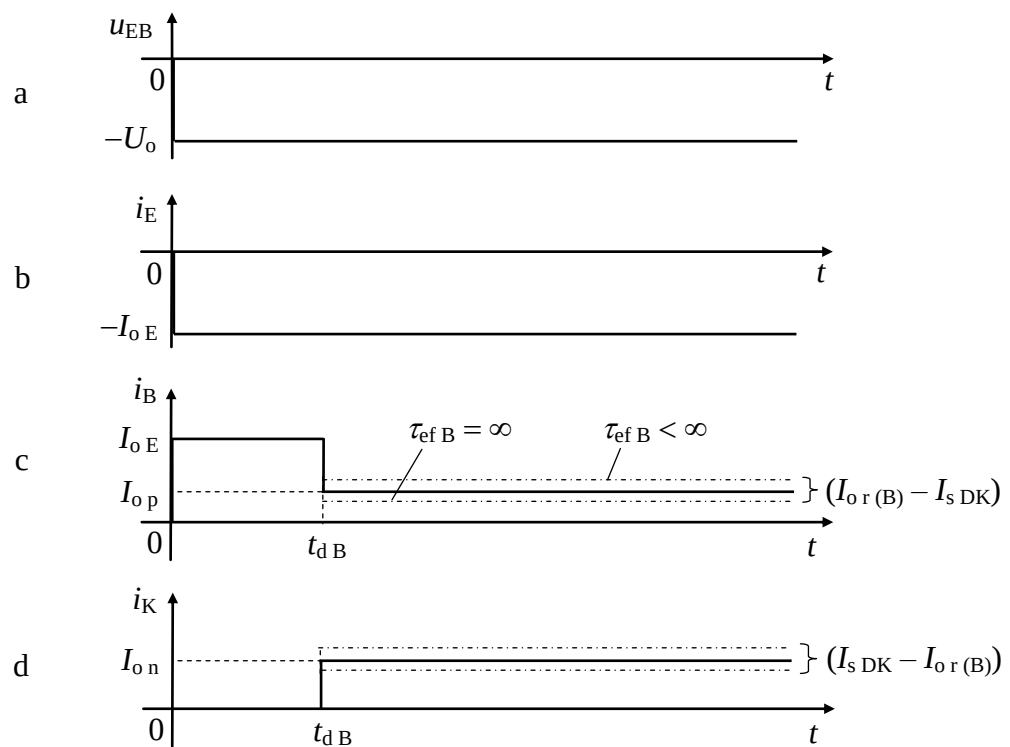
Kai DT emiterinė p–n sandūra yra įjungta tiesiogine kryptimi (tarp emiterio E ir bazės B įjungto šaltinio įtampa $U_{EB} \leq 0$), o kolektorinė p–n sandūra yra įjungta atgaline kryptimi (tarp kolektoriaus K ir bazės B įjungto šaltinio įtampa $U_{KB} \geq 0$), ši situacija atitinka normalią n–p–n tranzistoriaus veiką. Esant šiai veikai, n–p–n tranzistoriaus energinė diagrama įgauna pavidalą, parodytą 1.69 pav., b. Kai $U_{EB} < 0$ ir $U_{KB} > 0$, emiterinė p–n sandūra atsidaro, o kolektorinė p–n sandūra dar labiau užsidaro. Todėl emiterinės p–n sandūros nuskurdintos srities storis d_{pnE} sumažėja, o kolektorinės p–n sandūros nuskurdintos srities storis d_{pnK} dar labiau padidėja ($d_{pnK} \gg d_{pnE}$). Taigi, DT normalioje veikoje jo išvadais E, B ir K teka atitinkamos srovės I_E , I_B ir I_K , kurių kryptys yra parodytos 1.69 pav., a, o jų fizikines prigimtis išsiaiškinsime toliau šiame poskyryje.

Tegu emiterio E šaltinio U_{EB} įtampa yra vienetinio įtampos šuolio – Hevisaido funkcijos pavidalo $u_{EB}(t) = U_0 \cdot 1(t)$, kurios laikinė diagrama yra parodyta 1.70 pav., a. Kol $u_{EB}(t) = 0$, laikysime, kad $I_E = I_B = I_K = 0$.

Emiterio išvade E dėl vienetinio įtampos šuolio $u_{EB}(t)$ poveikio atsiranda emiterio srovės $i_E(t)$ šuolis I_{0E} (1.70 pav., b), kurio pavidalą taip pat galime aproksimuoti Hevisaido funkcija $i_E(t) = I_{0E} \cdot 1(t)$, ir ši srovė yra sudaryta iš dviejų difuzinių srovių sandų: i_n – elektronų (●) – pagrindinių krūvininkų n_n , injektuojamų iš emiterio E n– srities į bazės B p– sritį, bei i_p – skylių (○) – pagrindinių krūvininkų p_p , injektuojamų iš bazės B p– srities į



1.69 pav. Emiterio E, bazės B ir kolektoriaus K ominiais kontaktais papildytas n–p–n darinys (1.67 pav., c) – dvipolis tranzistorius (DT) (a) ir normalią n–p–n tranzistoriaus veiką atitinkanti energinė diagrama (b)



1.70 pav. Emiterio E, bazės B ir kolektoriaus K atitinkamų srovių i_E , i_B ir i_K laikinės diagramos atitinkamai (b)–(d), kai poveikio įtampa $u_{EB}(t)$ n–p–n tranzistoriaus emityje E yra vienetinio šuolio pavidalo – Hevisaido funkcija $u_{EB}(t) = U_0 \cdot 1(t)$ (a)

emiterio E n–sritį. Akivaizdu, kad emiterio E srovė $i_E(t)$ yra šių srovių sandų suma:

$$i_E = i_n + i_p \quad \Rightarrow \quad I_{0E} = I_{0n} + I_{0p}, \quad (1.193)$$

čia: I_{0E} , I_{0n} ir I_{0p} – srovių i_E , i_n ir i_p atitinkamos amplitudinės vertės.

Norint suprasti tranzistoriaus veiką būtina išsiaiškinti srovių $i_E(t)$, $i_B(t)$ ir $i_K(t)$

atitinkamuose DT išvaduose E, B ir K fizikinę prigimtį. Dėl įtampos $u_{EB}(t)$ poveikio (1.70 pav., a) per atidarytą emiterinę p–n sandūrą atitinkamas kiekis skylių ($p_{p(B)} \cdot \Delta V$) iš bazės B p–srities difuzijos būdu patenka į emiterio E n–sritį ir ją įkrauna teigiamu krūviu $+\Delta Q_{p(E)} = (+q \cdot p_{p(B)} \cdot \Delta V)$, o atitinkamas kiekis elektronų ($n_{n(E)} \cdot \Delta V$) iš emiterio E n–srities difuzijos būdu patenka į bazės B p–sritį ir ją įkrauna neigiamu krūviu $-\Delta Q_{n(B)} = (-q \cdot n_{n(E)} \cdot \Delta V)$, čia ΔV – vienietinis tūris. Reikėtų pasakyti, jog bendru atveju $\Delta Q_{p(E)} \neq -\Delta Q_{n(B)}$. Kita vertus, skylės ($p_{p(B)} \cdot \Delta V$), palikusios bazės B p–sritį, ją įkrauna papildomu nesukompensuotu priemaišinių akceptorų ($N_{a(B)} \cdot \Delta V$) neigiamu krūviu $-\Delta Q_{Na(B)} = (-q \cdot N_{a(B)} \cdot \Delta V)$, o elektronai ($n_{n(E)} \cdot \Delta V$), palikę emiterio E n–sritį, ją įkrauna papildomu nesukompensuotu priemaišinių donorų ($N_{d(E)} \cdot \Delta V$) teigiamu krūviu $+\Delta Q_{Nd(E)} = (+q \cdot N_{d(E)} \cdot \Delta V)$. Taigi matome, kad pagrindinių krūvininkų difuzijos per atidarytą emiterinę p–n sandūrą metu emiterio E n–sritis yra įkraunama teigiamu krūviu ΔQ_E :

$$\Delta Q_E = \Delta Q_{p(E)} + \Delta Q_{Nd(E)}, \quad (1.193a)$$

o bazės B p–sritis yra įkraunama neigiamu krūviu $-\Delta Q_B$:

$$\Delta Q_B = -\Delta Q_{n(B)} - \Delta Q_{Na(B)}, \quad (1.193b)$$

ir čia galioja akivaizdžios lygybės: $\Delta Q_{p(E)} = \Delta Q_{Na(B)}$ ir $-\Delta Q_{n(B)} = -\Delta Q_{Nd(E)}$, kai bendru atveju $\Delta Q_{p(E)} \neq \Delta Q_{n(B)}$, tačiau visada $\Delta Q_E = |\Delta Q_B|$.

Taigi gavome, kad pagrindinių krūvininkų difuzijos per atidarytą emiterinę p–n sandūrą metu n–emiteris E įsikrauna teigiamai $+\Delta Q_E$, o p–bazė B – neigiamai $-\Delta Q_B$, ir dėl šių krūvių poveikio atsiradusio elektrinio lauko $\vec{E}_{EB}$ kryptis yra priešinga vidinio elektrinio lauko $\vec{E}_{pn0(E)}$ kryptčiai emiterinėje p–n sandūroje, o tai lemia užtvarinę kryptį emiterinėje p–n sandūroje, ir dėl šio proceso emiterinė p–n sandūra turėtų užsidaryti. Tačiau dėl krūvio neutralumo išlaikymo sąlygos n–p–n darinyje krūviai $+\Delta Q_E$ ir $-\Delta Q_B$ per Maksvelo relaksacijos laiką $\tau_M = (\varepsilon_{n,p} \cdot \varepsilon_0 \cdot \rho_{n,p})$, čia: $\varepsilon_{n,p}$ – n– arba p–puslaidininkio santykinė dielektrinė skvarba ir $\rho_{n,p}$ – n– arba p–puslaidininkio savitoji varža, labai greitai – per kelias pikosekundes yra kompensuojami kitais to paties dydžio ir priešingo ženklo krūviais. Akivaizdu, jog šie kiti kompensuojantys krūviai negali patekti per emiterinę p–n sandūrą, nes tai sukeltų nesibaigiantį krūvio neutralumo sąlygos pažeidimą. Todėl n–p–n darinyje kompensuojantiems krūviams patekti į emiterio E ir bazės B neutralias sritis yra vienintelis kelias – tai atitinkamų krūvių termoemisija iš atitinkamų ominių kontaktų E ir B. Taigi, n–emiterio E krūvis $+\Delta Q_E$ yra praktiškai akimirksniu kompensuojamas atitinkamu kiekiu termoemisijos elektronų ($n_{n(M)} \cdot \Delta V$), patenkančių iš E metalo M ominio kontakto į n–emiterį E, kurių sąlygotas krūvis $-\Delta Q_{M(E)} = (-q \cdot n_{n(M)} \cdot \Delta V)$ per laiką Δt yra suma:

$$\Delta Q_{M(E)} = -\Delta Q_{p(E)} - \Delta Q_{n(B)} \equiv -\Delta Q_E, \quad (1.193c)$$

ir iš čia emiterio E srovė $i_E(t)$, tekanti emiterio kontaktu E, yra:

$$i_E(t) = \Delta Q_{M(E)} / \Delta t = -(\Delta Q_{p(E)} + \Delta Q_{n(B)}) / \Delta t = -(i_p + i_n), \quad (1.193d)$$

čia ženklas – reiškia, kad emiterio E srovė $i_E(t)$ išteka iš n–emiterio į jo omini kontaktą E.

Iš (1.193d) matome, kad emiterio E srovė $i_E(t)$ yra sudaryta iš elektronų n_n ir skylių p_p difuzinių priešpriešinių srautų.

Pradiniu laiko momentu t_0 , kai $t = 0$, srovės $i_E(t)$ šuolio (1.70 pav., b) amplitudė $I_{0E} \equiv U_0 / R_{pnE}$, čia R_{pnE} – emiterinės p–n sandūros ominė varža pastoviajai srovei.

Analogiškai matome, jog p–bazės B neigiamas krūvis $-\Delta Q_B$ taip pat yra faktiškai akimirksniu kompensuojamas atitinkamu kiekiu termoemisijos skylių ($p_{p(M)} \cdot \Delta V$), patenkančių iš B metalo M ominio kontakto B į p–bazę, ir čia įsidėmėtina, kad skylės injekcija iš ominio kontakto B į p–bazę reiškia elektrono ekstrakciją iš p–bazės į jos metalo M omini kontaktą B. Taigi, skylių ($p_{p(M)} \cdot \Delta V$) sąlygotas krūvis $+\Delta Q_{M(B)} = (+q \cdot p_{p(M)} \cdot \Delta V)$ per laiką Δt yra suma:

$$\Delta Q_{M(B)} = \Delta Q_{p(E)} + |\Delta Q_{n(B)}| \equiv \Delta Q_B, \quad (1.193e)$$

ir iš čia bazės B srovė $i_B(t)$, tekanti bazės kontaktu B, yra:

$$\begin{aligned} i_B(t) &= \Delta Q_{M(B)}/\Delta t = (\Delta Q_{p(E)} + |\Delta Q_{n(B)}|)/\Delta t = \\ &= i_p + i_n \equiv i_E(t), \end{aligned} \quad (1.193f)$$

čia ženklas „+“ reiškia, kad bazės B srovė $i_B(t)$ įteka iš omino kontakto B į p–bazę.

Pradiniu laiko momentu t_0 , kai $t = 0$, srovės $i_B(t)$ šuolio (1.70 pav., c) amplitudė $I_{0B} = I_{0E} \equiv U_0/R_{pnE}$ – turime emiterio E ir bazės B momentinių srovių lygybę.

Pagrindiniai krūvininkai ($n_{n(E)} \cdot \Delta V$) ir ($p_{p(B)} \cdot \Delta V$), difundavę per atidarytą emiterinę p–n sandūrą, tampa atitinkamais šalutiniais krūvininkais ($n_{p(B)} \cdot \Delta V$) ir ($p_{n(E)} \cdot \Delta V$) ir toliau difuzijos būdu juda lygiagrečiai x ašiai (1.69 pav.): iš n–emiterio E injektuoti elektronai ($n_{p(B)} \cdot \Delta V$) p–bazėje difunduoja link kolektorinės p–n sandūros, o iš p–bazės B injektuotos skylės ($p_{n(E)} \cdot \Delta V$) n–emiteryje E difunduoja link omino kontakto E.

Anksčiau, aprašydami p–n sandūros nuskurdintos srities d_{pn} susidarymą, kartu ir difuzinę p–n sandūros talpą C_{pnd} (1.46), (1.47), (1.24 pav.), parodėme, jog taip yra todėl, kad puslaidininkyje visada vyksta šalutinių krūvininkų n_p ir p_n rekombinacija su atitinkamais pagrindiniais krūvininkais p_p ir n_n ir šis procesas yra nusakomas šalutinių krūvininkų atitinkama efektyviaja gyvavimo trukme $\tau_{ef(n,p)}$ – laikas, per kurį nepusiausvirinis šalutinių krūvininkų tankis Δn_p arba Δp_n sumažėja $e \approx 2,718$ kartus.

Rekombinacijos reiškinio įtaka n–p–n tranzistoriaus n–emiteryje E pasireiškia taip. Jeigu tranzistoriaus n–emiteryje E nebūtų rekombinacijos proceso, o tai atitiktų sąlyga $\tau_{efE} = \infty$, tai iš p–bazės B injektuotos skylės p_p kauptųsi n–emiteryje E ir dėl krūvio neutralumo išlaikymo sąlygos sukeltų jas kompensuojančių elektronų $n_{n(M)}$ injekcijos iš emiterio E omino metalo M kontakto neribotą didėjimą, dėl to turėtume emiterio E srovės $i_E(t)$ dedamosios $i_n(t) \Rightarrow \infty$ – neribotą didėjimą, kartu neribotai didėtų ir emiterio E srovė $i_E(t) \Rightarrow \infty$. Čia pasakytina, jog, esant sąlygai $\tau_{efE} = \infty$, tariame, kad ominis kontaktas E nedaro įtakos rekombinaciniam procesui n–emiteryje E. Tačiau faktiškai n–emiteryje E trukmės τ_{efE} vertė yra konkretus dydis, dažniausiai $\tau_{efE} \leq 1 \mu s$, todėl n–emiteryje E nusistovi šalutinių krūvininkų – skylių tankio p_n pasiskirstymas $p_n(x)$ (1.24 pav.), ir dėl to emiterio E srovė $i_E(t) = \text{const}$ (1.70 pav., b) – emiterio išvade E turime vienetinio šuolio pavidalo emiterio E srovę $i_E(t) = I_{0E} \cdot 1(t)$. Čia laikome, kad emiterio E srovės $i_E(t)$ šuolis taip pat įvyksta akimirksniu – neįskaitome emiterinės p–n sandūros difuzinio proceso inertiškumo ir todėl $C_{pnd(E)} = 0$ – emiterinės p–n sandūros difuzinė talpa.

Iš n–emiterio E į p–bazę B injektuoti elektronai ($n_{p(B)} \cdot \Delta V$) neutralios bazės B p–sirtyje difunduoja kolektorinės p–n sandūros link ir, praėjus difuzinio lėkio trukmei t_{dB} , pasiekia kolektorinės p–n sandūros nuskurdintos srities ribą p–bazėje B (1.69 pav., a). Elektronai ($n_{p(B)} \cdot \Delta V$) iš p–bazės B, patekę į nuskurdintą kolektorinės p–n sandūros sritį d_{pnK} (1.69 pav., b), yra veikiami suminio vidinio elektrinio lauko $\vec{E}_K = \vec{E}_{pn0(K)} + \vec{E}_{UKB}$ (1.69 pav., a), ir šio lauko $\vec{E}_K$ sąlygotos Kulono jėgos F_K veikiami dreifuoja į kolektoriaus K neutralią n–sritį ir ją įkrauna neigiamu krūviu $-\Delta Q_K = -(n_{p(B)} \cdot \Delta V)$. Kolektoriaus K n–sričiai taip pat galioja elektrinio krūvio neutralumo sąlyga ir todėl per laiką $\Delta t \approx \tau_M$ toks pat elektronų kiekis ($n_{p(B)} \cdot \Delta V$) iš kolektoriaus K n–srities ekstrakcijos būdu patenka – įteka į ominį kontaktą K ir taip sukelia kolektoriaus K srovės $i_K(t)$ beveik vienetinį šuolį (1.70 pav., d):

$$i_K(t) = +I_{0n} \cdot 1(t), \quad \text{kai } t \geq t_{dB}, \quad (1.193g)$$

čia ženklas „+“ reiškia, kad kolektoriaus K srovė $i_K(t)$ įteka iš omino kontakto K į n–kolektorių K.

Taigi, laiko momentu $t = t_{dB}$ kolektoriaus K srovė $i_K(t)$ yra:

$$i_K = i_E - i_B = |I_{0E}| - I_{0p} = I_{0n}, \quad (1.193h)$$

čia nėra įskaitytas rekombinacinis procesas p–bazėje ir šiluminė srovė I_{sK} per uždarytą

kolektorinė p–n sandūrą.

Nuo laiko momento $t \geq t_{dB}$ elektronų skaičius $(n_{p(B)} \cdot \Delta V_B)$ p– bazėje išlieka pastovus, čia ΔV_B – tranzistoriaus p– bazės B aktyviosios srities tūris, nes per trukmės vienetą $\Delta t < t_{dB}$ iš n–emiterio E į p– bazę B injektuojamų elektronų kiekis $(n_{n(E)} \cdot \Delta V)$ yra lygus p– bazę ekstrakcijos būdu per uždarytą kolektorinę p–n sandūrą paliekančių elektronų kiekiui $(n_{p(B)} \cdot \Delta V) = (n_{n(E)} \cdot \Delta V)$. Nuo šio momento $t \geq t_{dB}$ p– bazės B elektrinio krūvio neutralumo sąlygai išlaikyti nebereikia papildomų skylių $p_{p(M)}$ injekcijos iš p– bazės omino kontakto B, ir todėl laiko momentu $t = t_{dB}$ p– bazės B srovė $i_B(t)$ sumažėja iki difuzinės skylių srovės $i_p(t)$ dedamosios modulio I_{op} (1.70 pav., c). Taigi, nuo šio momento $t \geq t_{dB}$ p– bazės B srovė $i_B(t) = I_{op} = \text{const}$, išlieka tokia ir toliau, o srovė $i_K(t) = I_{on} < I_{oE}$ (1.70 pav., d).

Parodėme, kad DT, kurio p– bazėje B nėra rekombinacijos proceso ($\tau_{efB} = \infty$), kolektoriaus K srovė $i_K(t)$ po vienetinio poveikio $i_E(t)$ pradeda tekėti tik praėjus lėkio trukmei t_{dB} – šalutinių krūvininkų lėkio trukmė per bazę B. Bazės B srovės $i_B(t)$ funkcija yra lėkio trukmės t_{dB} video impulso pavidalo (1.70 pav., c) ir $i_B(t) = i_E(t) = I_{oE}$, kai $0 \leq t \leq t_{dB}$. Kai laikas $t > t_{dB}$ ir toliau didėja, bazės B srovė $i_B(t)|_{t > t_{dB}} = I_{op}$ – šuoliškai sumažėja, o kolektoriaus K srovė $i_K(t)|_{t > t_{dB}} = I_{on}$ – šuoliškai padidėja (1.70 pav., d). Akivaizdu, kad BB schemoje (1.69 pav., a) tranzistoriaus kolektoriaus K srovė $i_K(t) > 0$ ir kai $U_{KB} = 0$, nes kolektorinės p–n sandūros vidinis elektrinis laukas $E_{pn0(K)}$ neišnyksta ir atlieka šalutinių krūvininkų – elektronų $(n_p \cdot \Delta V)$ ekstrakciją iš p– bazės B į n– kolektorių K. Todėl BB schemoje DT išėjimo VACH yra tokia, kaip parodyta 1.56 pav., b, kur esant įtampai $U_{KB} \Rightarrow 0$, kolektoriaus K pastovioji srovė $I_K > 0$ – išlieka daugiau už nulį ir galioja srovių balanso lygtis $I_K = I_E - I_B > 0$ (1.108).

Parodėme, kad DT, kurio bazėje B nėra rekombinacijos proceso ($\tau_{efB} = \infty$), kolektoriaus K srovė $i_K(t) = I_{on}$, ir tokio tranzistoriaus emiterio E pastoviosios srovės I_E perdavimo koeficientas α_0 (1.109) BB schemoje yra:

$$\alpha_0 = I_K/I_E = I_{on}/(I_{op} + I_{on}) < 1, \quad (1.193i)$$

o bazės B pastoviosios srovės I_B stiprinimo koeficientas β_0 (1.110) BE schemoje yra:

$$\beta_0 = [I_{on}/(I_{op} + I_{on})]/[1 - I_{on}/(I_{op} + I_{on})] = I_{on}/I_{op}. \quad (1.193j)$$

Iš gautų α_0 ir β_0 išraiškų (1.193i, j) matome, jog dvipolis tranzistorius gali veikti ir tada, kai jo bazėje B nėra krūvininkų rekombinacijos reiškinio ($\tau_{efB} = \infty$). Tačiau esant šiai sąlygai neturėsime p–n sandūrų ir tai buvo parodyta nagrinėjant p–n sandūros susidarymo fiziką. Faktiškai tranzistorių bazėje B šalutinių krūvininkų efektyvioji gyvavimo trukmė $\tau_{efB} \neq \infty$ ir jos vertė sudaro nuo kelių iki kelių dešimčių μs . Todėl išnagrinėsime rekombinacijos reiškinio bazėje B įtaką dvipolio tranzistoriaus elektriniams parametrams.

DT bazėje B šalutinių krūvininkų, p– laidumo atveju elektronų n_p , efektyvioji gyvavimo trukmė τ_{efB} turi konkrečią vertę, dažniausiai $\tau_{efB} \approx (1-10) \mu s$. Todėl DT bazėje B visada vyksta šalutinių ir pagrindinių krūvininkų rekombinacijos procesas, kurio metu iš n–emiterio E injektuotų elektronų $(n_n \cdot \Delta V)_E$ į p– bazę B, kur jie tampa šalutiniais krūvininkais $(n_p \cdot \Delta V)_B$, difuzijos metu bazėje B nusistovi injektuotų elektronų tankio n_p pasiskirstymas $n_p(x)$ (1.24 pav.), kuris yra vadinamas *difuziniu trikampi*. Neutralioje p– bazėje B per kiekvieną laiko trukmės vienetą Δt dalis elektronų $(n_p \cdot \Delta V)_{rek} \sim 1/\tau_{efB}$ rekombinuoja su tokiais pat skaičiumi skylių $(p_p \cdot \Delta V)_{rek} = (n_p \cdot \Delta V)_{rek}$. Todėl p– bazė B dėl nesukompensuotų tokio pat skaičiaus akceptorinių $(N_a \cdot \Delta V)_{rek}$ įsikrauna neigiamu krūviu $-\Delta Q_{B(rek)} = (-q \cdot (N_a \cdot \Delta V)_{rek})$. Šis krūvis dėl krūvio neutralumo sąlygos išlaikymo yra faktiškai akimirksniu kompensuojamas tokio pat kiekiu termoemisijos skylių $(p_p \cdot \Delta V)_{T-em}$, patenkančių iš omino kontakto B metalo M į p– bazę, kur ši procesą atitinka toks pat skaičius ekstrahuojamų elektronų $(n_p \cdot \Delta V)_{eks} = (p_p \cdot \Delta V)_{T-em}$ iš p– bazės B į jos omino kontakto B metalą M. Todėl, vykstant

šiam procesui, bazės B srovė $i_B(t)$ pradedant laiko momentu t_{dB} padidėja p– bazės rekombinacinės srovės $i_{rB}(t)$ modulio $I_{or(B)} = |\Delta Q_{B(rek)}|/\Delta t$ dedamosios dalimi (1.70 pav., c, tai yra parodyta brūkšnine-taškine linija):

$$i_B(t) = I_{op} + I_{or(B)}. \quad (1.194)$$

Akivaizdu, kad dėl rekombinacijos reiškinio DT bazėje B ne visi iš emiterio E į bazę B injektuoti šalutiniai krūvininkai, p– bazės atveju elektronai n_p , difuzijos būdu pasiekia kolektorinės p–n sandūros nuskurdintos srities ribą bazėje B. Todėl kolektoriaus K srovė $i_K(t)$ sumažėja dydžiu $I_{or(B)}$ ir tai 1.70 pav., d, yra parodyta brūkšnine-taškine linija:

$$i_K(t) = i_E(t) - i_B(t) = |I_{oE}| - I_{op} - I_{or(B)} = I_{on} - I_{or(B)}, \quad (1.194a)$$

čia nėra įskaityta šiluminė srovė I_{sK} per kolektorinę p–n sandūrą.

Akivaizdu ir tai, kad, kai neutralios bazės B storis W_B^* (1.69 pav.) tarp emiterinės p–n sandūros nuskurdintos srities ribos bazėje B ir kolektorinės p–n sandūros nuskurdintos srities ribos bazėje B, yra didesnis už šalutinių krūvininkų difuzijos nuotolį L_B bazėje – kai $W_B^* > L_B$, iš n– emiterio E į p– bazę B injektuoti elektronai ($n_p \cdot \Delta V$) nepasiekia kolektorinės p–n sandūros ir todėl $i_K(t) \cong 0$. Šiuo atveju $i_B(t) = i_E(t)$ ir nebeturime pagrindinių dvipolio tranzistoriaus veikos sąlygų (1.107), ir (1.108). Todėl akivaizdu, kad *viena iš pagrindinių dvipolio tranzistoriaus veikimo sąlygų yra:*

$$W_B^* < L_B, \quad (1.94b)$$

čia: L_B – šalutinių krūvininkų difuzijos nuotolis bazėje, pavyzdžiui, n–p–n tranzistoriaus atveju $L_B = L_n$ – elektronų difuzijos nuotolis p– puslaidininkyje, atstumas, kur injektuotų nepusiausvirinių šalutinių krūvininkų tankis $n_p > n_{po}$, palyginus su pradine verte $n_{p(0)}$, yra sumažėjęs $e \cong 2,718$ kartus.

Anksčiau nagrinėdami DT parodėme, jog per atgaline kryptimi įjungtą kolektorinę p–n sandūrą teka atgalinė soties srovė I_{sDK} (1.113), kurios kryptis sutampa su srovės I_K kryptimi ir yra priešinga bazės B srovės I_B kryptčiai. Todėl bazės B pastovioji srovė I_B (1.194) sumažėja atgalinės soties srovės $I_{sDK} \equiv I_{sK}$ – šiluminės srovės dedamosios dalimi:

$$I_B = I_{op} + I_{or(B)} - I_{sK}, \quad (1.195)$$

o kolektoriaus K pastovioji srovė I_K (1.193h) padidėja atgalinės soties srovės $I_{sDK} \equiv I_{sK}$ – šiluminės srovės dedamosios dalimi:

$$i_K(t) = i_E(t) - i_B(t) + I_{sK} = I_{on} - I_{or(B)} + I_{sK}, \quad (1.195a)$$

ir tai 1.70 pav., c ir d, yra parodyta brūkšnine-taškine linija.

Gautoje išraiškoje (1.195a) yra įskaityti visi srovių $i_E(t)$, $i_B(t)$ ir $i_K(t)$ sandai atitinkamuose dvipolio tranzistoriaus išvaduose E, B ir K.

Taigi parodėme, jog įėjimo įtampa $U_{EB} = (arba u_{EB}(t))$ valdomo DT kolektoriaus K srovė I_K (arba $i_K(t)$) yra sudaryta iš emiterio E difuzinės srovės I_E (arba $i_E(t)$) tik elektroninės dedamosios I_n (arba $i_n(t)$) (1.193), kai turime n–p–n tranzistorių. Todėl, parodant emiterio E efektyvumą, yra naudojamas pastoviosios emiterio E srovės I_E *injekcijos efektyvumo koeficientas* γ_E :

$$\gamma_E = I_n/I_E = I_n/(I_n + I_p) \leq 1, \quad (1.196)$$

ir iš čia matome, kad DT emiteris E tuo efektyvesnis (geresnis), kuo γ_E mažiau skiriasi nuo vieneto $\gamma_E \Rightarrow 1$.

Išraišką (1.196) parašysime taip:

$$\gamma_E = I_n/(I_n + I_p) = [1 + (I_p/I_n)]^{-1} \cong 1 - (I_p/I_n), \quad (1.197)$$

čia galutinį pavidalą parašėme pasinaudoję Teiloro eilutės $(1 + x)^n = 1 + n \cdot x + \dots + n \cdot (n-1) \cdot x^2/2! + \dots$ sklaidinio pirmuoju kintamojo x nariu, nes siekiame $I_p/I_n \ll 1$.

Iš puslaidininkų fizikos žinome, kad šalutinių krūvininkų – skylių p_n ir elektronų n_p atitinkamos difuzinės srovės $I_{\text{dif}}(p)$ ir $I_{\text{dif}}(n)$ gali būti parašytos tokiomis proporcingumo išraiškomis:

$$I_{\text{dif}}(p) \sim (D_p \cdot p_n)/L_p, \quad I_{\text{dif}}(n) \sim (D_n \cdot n_p)/L_n, \quad (1.198)$$

čia: D_p ir D_n – atitinkamai skylių p_n ir elektronų n_p difuzijos koeficientai; L_p ir L_n – atitinkamai skylių p_n ir elektronų n_p difuzijos nuotoliai.

Iš (1.197) ir (1.198) gauname:

$$\gamma_E \approx 1 - (D_p \cdot p_n \cdot L_n)/(D_n \cdot n_p \cdot L_p), \quad (1.199)$$

ir iš čia darytina svarbi išvada, jog siekiant $\gamma_E \Rightarrow 1$, n–p–n tranzistoriaus atveju reikia užtikrinti dar *vieną iš pagrindinių sąlygų*:

$$n_p \gg p_n. \quad (1.199a)$$

Iš (1.199) ir žinomos sąlygos $n_p \cdot p_p = n_n \cdot p_n = n_i^2$ (1.34) matome, kad n–p–n tranzistoriaus emiterinė p–n sandūra turi būti nesimetrinė ir tenkinti šią – taip pat labai svarbią vieną iš *pagrindinių sąlygų*:

$$n_n \gg p_p, \quad (1.199b)$$

ir iš čia kyla *fundamentinė išvada*, kad n–p–n ir p–n–p dvipolio tranzistoriaus emiterio E puslaidininkinė sritis turi būti daug daugiau legiruota priemaisomis nei puslaidininkinė bazės B sritis:

$$N_{d, a}(E) \gg N_{a, d}(B). \quad (1.199c)$$

Per laiko vienetą Δt iš n– emiterio E į p– bazę B injektuoti elektronai ($n_p \cdot \Delta V$) dėl rekombinacijos su pagrindiniais krūvininkais – skylėmis ($p_p \cdot \Delta V$), difunduodami per p– bazę B, ne visi pasiekia kolektorinę p–n sandūrą. Todėl yra naudojamas šalutinių krūvininkų *pernašos koeficientas* γ_B per bazę B, kuris pastoviosios srovės atveju p– bazėje yra išreiškiamas taip:

$$\gamma_B = I_n(K)/I_n(E) \leq 1, \quad (1.200)$$

čia $I_n(E)$ ir $I_n(K)$ – šalutinių krūvininkų – elektronų n_p p– bazėje B difuzinės srovės $I_{\text{dif}}(E-K)(x)$ sandai neutralioje p– bazėje B atitinkamai prie emiterinės ir kolektorinės p–n sandūrų, atitinkamai $I_{\text{dif}}(E-K)(0) = I_n(E)$ ir $I_{\text{dif}}(E-K)(W_B^*) = I_n(K)$, čia W_B^* – neutralios bazės B storis (1.69 pav.).

Iš (1.200) matome, kad DT bazė B tuo geresnė (efektyvesnė), kuo γ_B mažiau skiriasi nuo vieneto – $\gamma_B \Rightarrow 1$. Akivaizdu, kad siekiant $\gamma_B \Rightarrow 1$, reikia užtikrinti pagrindinę dvipolio tranzistoriaus veikos sąlygą (1.94a) – $W_B^* \ll L_B$.

Anksčiau, nagrinėdami p–n sandūros difuzinę talpą $C_{pn d}$ (1.46), parodėme, jog diode, tekant tiesioginei srovei I_b , iš n– srities į p– sritį difundavę elektronai n_p juda p– srities omino kontakto A – anodo link ir pakeliui rekombinuoja su pagrindiniais krūvininkais – skylėmis p_p (1.24 pav.). Todėl p– srityje nusistovi šalutinių krūvininkų – elektronų tankio n_p pasiskirstymas $n_p(x)$, o n– srityje analogiškai nusistovi šalutinių krūvininkų – skylių tankio p_n pasiskirstymas $p_n(x)$ (1.24 pav.). Iš puslaidininkų fizikos žinome, kad šie pasiskirstymai, pavyzdžiui, $n_p(x)$, yra išreiškiami *tolydumo lygtimi*:

$$-[n_p(x) - n_{p0}]/\tau_{\text{ef}}(n) + D_n \cdot [\partial^2 n_p(x)/\partial x^2] = 0, \quad (1.201)$$

čia: n_{p0} – elektronų pusiausvirinis tankis p– puslaidininkyje, esant termodinaminei pusiausvyrai; $\tau_{\text{ef}}(n)$ – elektronų n_p efektyvioji gyvavimo trukmė p– puslaidininkyje, bendru atveju τ_{ef} – šalutinių krūvininkų efektyvioji gyvavimo trukmė – laikas, per kurį injektuotų šalutinių krūvininkų tankis, palyginus su pradine verte, sumažėja $e \cong 2,718$ kartus.

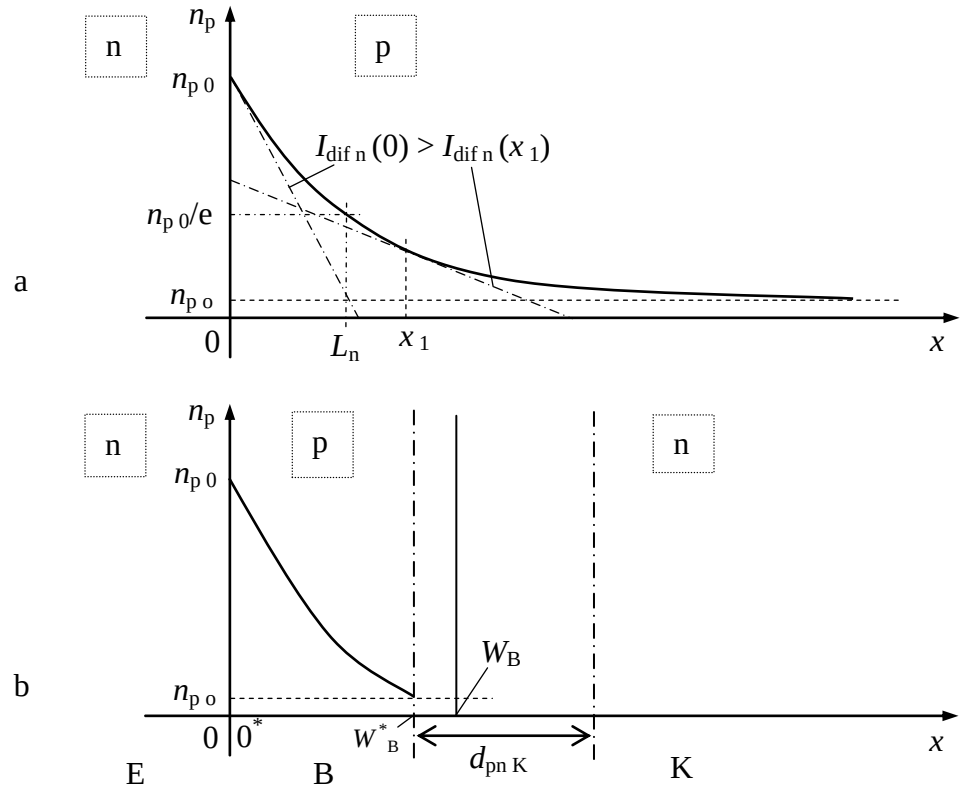
Esant šioms kraštinėms sąlygoms:

$$n_p(x)|_{x=0} = n_{p0} \quad \text{ir} \quad n_p(x)|_{x=\infty} = n_{p0}, \quad (1.201a)$$

iš (1.201) apskaičiuotas pasiskirstymas $n_p(x)$ yra parodytas 1.71 pav., a, ir išreiškiamas taip:

$$n_p(x) = n_{p0} + (n_{p0} - n_{p0}) \cdot \exp(-x/L_n), \quad (1.202)$$

čia $L_n = (D_n \cdot \tau_n)^{1/2}$.



1.71 pav. Iš (1.201) ir (1.202) apskaičiuotas tiesiogine kryptimi įjungtoje p–n sandūroje elektronų pasiskirstymas $n_p(x)$ p– srityje (a) ir elektronų tankio $n_p(x)$ pasiskirstymo funkciją n–p–n tranzistoriaus p– bazėje (b), čia W_B – p– bazės B storis tarp emiterio E ir bazės B bei bazės B ir kolektoriaus K metalurginių ribų

Šalutinių krūvininkų difuzijos nuotolis $L_{n,p}$ priklauso nuo puslaidininkinės medžiagos, sakysime, Ge ir Si elektronams L_n siekia 1 cm, o GaAs – tik iki 10^{-2} cm.

Gautas šalutinių krūvininkų $n_p(x)$ pasiskirstymas (1.202) leidžia taške $x = 0$ apskaičiuoti įtampą U_{pn} p–n sandūroje ir bet kuriame kreivės $n_p(x)$ taške x tekančią difuzinę srovę $I_{dif n}(x)$ (1.71 pav., a):

$$n_{p0} = n_{p0} \cdot \exp(U_{pn}/\varphi_T), \quad (1.203)$$

$$I_{dif n}(x) = q \cdot D_n \cdot S_{pn} \cdot [\partial n_p(x)/\partial x]_x. \quad (1.203a)$$

Nagrinėjant procesus n–p–n tranzistoriaus p– bazėje B buvo parodyta, kad iš n–emiterio E į p– bazę B injektuoti elektronai ($n_p \cdot \Delta V$) pasiekia kolektorinę p–n sandūrą ir yra ekstrahuojami (įtraukiami) į kolektoriaus K n– sritį, dėl ko kolektoriaus išvade K teka kolektoriaus srovė I_K (arba $i_K(t)$). Todėl elektronų tankis $n_p(W_B^*)$ prie kolektorinės p–n sandūros nuskurdintos srities ribos W_B^* p– bazėje B yra lygus n_{p0} (1.71 pav., b). Pasinaudoję kraštine sąlyga:

$$n_p(x)|_{x=W_B^*} = n_{p0}, \quad (1.204)$$

iš (1.201) randame elektronų tankio $n_p(x)$ pasiskirstymo funkciją n–p–n tranzistoriaus p– bazėje B:

$$n_p(x) = n_{p0} + (n_{p0} - n_{p0}) \cdot \{ \text{sh}[(W_B^* - x)/L_n] / \text{sh}(W_B^*/L_n) \}, \quad (1.205)$$

čia x kinta ribose $0 \leq x \leq W_B^*$ – neutralios p– bazės B srities storis.

Iš (1.205), pasinaudoję išraiška (1.203a), randame elektronų n_p difuzinės srovės $I_{n(K)}$ vertę neutralioje p– bazėje prie kolektorinės p–n sandūros nuskurdintos srities ribos W_B^* p– bazėje:

$$I_{n(K)} = -[q \cdot (n_{p0} - n_{p0}) \cdot D_n \cdot S_{pn}] / [L_n \cdot \text{sh}(W_B^*/L_n)]. \quad (1.206)$$

Analogiškai iš (1.203a) ir (1.205) randame iš n– emiterio E į p– bazę B injektuotų elektronų ($n_p \cdot \Delta V$) difuzinę srovę $I_{n(E)}$ neutralioje p– bazėje prie emiterinės p–n sandūros nuskurdintos srities ribos $x = 0^*$ p– bazėje:

$$I_{n(E)} = -[q \cdot (n_{p0} - n_{p0}) \cdot D_n \cdot S_{pn} \cdot \text{ch}(W_B^*/L_n)] / [L_n \cdot \text{sh}(W_B^*/L_n)]. \quad (1.207)$$

Į išraišką (1.200) įstatę (1.206) ir (1.207), gauname:

$$\gamma_B = [\text{ch}(W_B^*/L_n)]^{-1}, \quad (1.208)$$

ir iš čia, pasinaudoję Teiloro eilutės $(\text{ch } x)^{-1} = \text{sech } x = 1 - x^2/2! + 5 \cdot x^4/4! \pm \dots$ skaidinio pirmuoju kintamojo x nariu, randame:

$$\gamma_B \cong 1 - W_B^{*2} / (2 \cdot L_n^2) \leq 1. \quad (1.209)$$

Iš (1.209) matome, kad, siekiant $\gamma_B \Rightarrow 1$, reikia užtikrinti *pagrindinę dvipolio tranzistoriaus veikos sąlygą* (1.94a) – $W_B^* \ll L_{n,p}$.

Anksčiau, nagrinėdami stabilitrono veikimą, parodėme, jog pramušimo metu atgalinė p–n sandūros srovė I_a gali staigiai padidėti.

Normalioje veikoje DT kolektorinė p–n sandūra yra įjungta atgaline kryptimi ir todėl yra įtraukiamas kolektoriaus K srovės I_K *dauginimo (didinimo) koeficientas* γ_K :

$$\gamma_K = I_K / I_{n(K)}. \quad (1.210)$$

Dažniausiai dauginimo koeficientas γ_K yra nusakomas empirine išraiška (1.62):

$$\gamma_K = [1 - |U_{KB} / U_{KB \max}|^n]^{-1}, \quad (1.211)$$

čia: $U_{KB \max}$ – kolektorinės p–n sandūros pramušimo įtampa; n – laipsnio rodiklis, priklausantis nuo puslaidininkio medžiagos ir p–n sandūros darinio technologinių ypatybių.

Kai DT yra įjungtas į BE schemą, kolektorinės p–n sandūros pramušimo įtampa $U_{KE \max}$ tarp kolektoriaus K ir emiterio E skirsis nuo pramušimo įtampos $U_{KB \max}$ tarp kolektoriaus K ir bazės B, kai DT yra įjungtas į BB schemą.

Tarkime, jog BE schemoje DT bazės išvadas B yra atjungtas ($I_B = 0$). Todėl esant šiai sąlygai srovė $I_E = I_K$ ir per kolektorinę p–n sandūrą tekanti atgalinė soties srovė $I_{sK(e)}$ (1.143) kartu su ($\alpha_o \cdot I_E$) padidėja γ_K kartus:

$$\gamma_K \cdot (I_{sK(e)} + \alpha_o \cdot I_E) = I_K, \quad (1.211a)$$

ir iš čia:

$$I_K = (\gamma_K \cdot I_{sK(e)}) / (1 - \alpha_o \cdot \gamma_K). \quad (1.212)$$

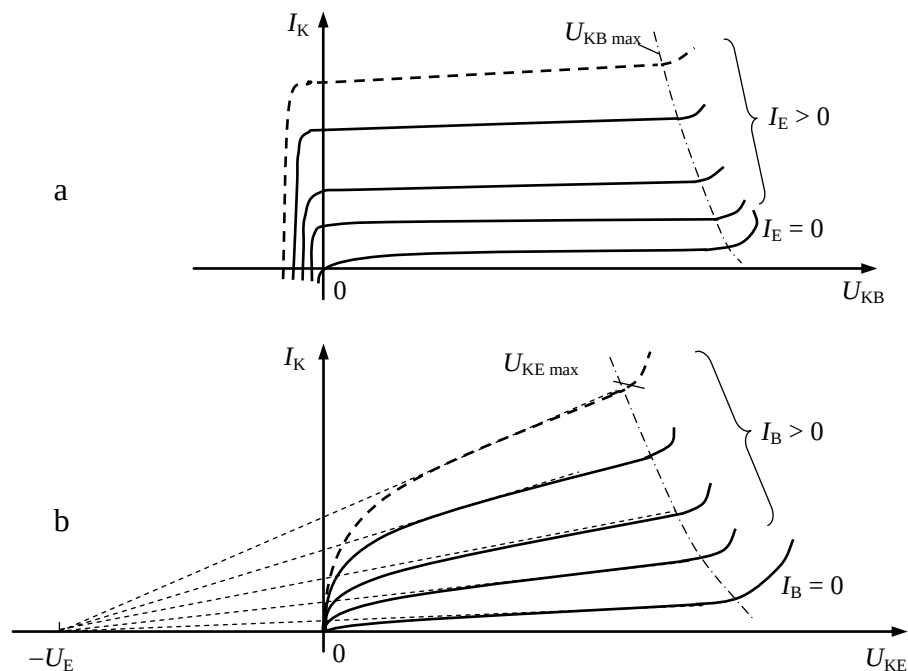
Iš (1.211) ir sąlygos $\alpha_o \cdot \gamma_K = 1$, gauname į BE schemą įjungto DT pramušimo įtampos $U_{KE \max}$ išraišką:

$$U_{KE \max} = U_{KB \max} \cdot (1 - \alpha_o)^{1/n}, \quad (1.213)$$

ir iš čia matome, kad kai $\alpha_o \approx 1$, pramušimo įtampa $U_{KE \max} \ll U_{KB \max}$ ir gautas rezultatas yra vienas iš *pagrindinių prieštaravimų* tarp dvipolio tranzistoriaus elektrinės savybės charakterizuojančių parametrų, o būtent:

$$\text{kai } \alpha_o \Rightarrow 1, \text{ įtampa } U_{KE \max} \Rightarrow 0. \quad (1.213a)$$

1.72 pav. yra parodytos tipinės n–p–n tranzistoriaus išėjimo VACH BB (a) ir BE (b)



1.72 pav. Tipinės n–p–n tranzistoriaus išėjimo VACH bendros bazės (BB) (a) ir bendro emiterio (BE) (b) jungimo schemose, esant kolektorinės p–n sandūros pramušimui, kai $U_{KB, KE} \geq U_{KB, KE \max}$

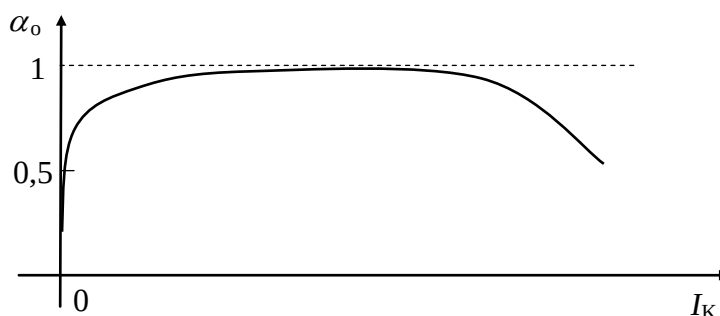
jungimo schemose, esant kolektorinės p–n sandūros pramušimui, kur taip pat yra atidėta kreivė $P_{K \max} = \text{const}$ – *maksimalios galios „hiperbolė“* kolektoriuje K, čia $P_{K \max}$ atitinka $U_{KB \max}$ kreivę, kuri 1.72 pav. yra parodyta brūkšnine-taškine linija.

Remiantis aprašyta dvipolio tranzistoriaus veikimo fizika, emiterio E pastoviosios srovės I_E perdavimo koeficientas α_o (1.109) BB schemoje yra nusakomas taip:

$$\alpha_o = \gamma_E \cdot \gamma_B \cdot \gamma_K. \quad (1.214)$$

Iš (1.214) matome, kai $U_{KB} < U_{KB \max}$ – įtampa kolektorinėje p–n sandūroje neviršija pramušimo įtampos $U_{KB \max}$, koeficientai $\gamma_E \leq 1$ ir $\gamma_B \leq 1$, o koeficientas $\gamma_K \approx 1$ ir todėl $\alpha_o \leq 1$. Esant pramušimui, kai $U_{KB} \geq U_{KB \max}$, koeficientas $\alpha_o \gg 1$, nes $\gamma_K \gg 1$ ir šis reiškinys yra taikomas specialiuose **griūtinuose (lavininiuose) tranzistoriuose**, kurie yra plačiai naudojami išimtinai impulsinės elektronikos schemose. Griūtinis tranzistorius yra daromas taip, kad griūtinio pramušimo metu nebūtų šiluminio pramušimo, o tai padaroma naudojant labai efektyvų kolektoriaus K aušinimą įvairios konstrukcijos radiatoriais.

DT emiterio E pastoviosios srovės I_E perdavimo koeficientas α_o (1.214) priklauso nuo kolektoriaus K pastoviosios srovės I_K ir pastoviosios įtampos U_{KB} . Todėl 1.73 pav. yra parodyta tipinė koeficiento α_o priklausomybė nuo I_K , kai $U_{KB} = \text{const}$.



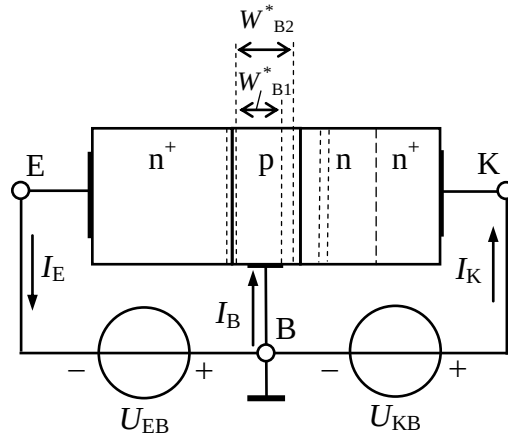
1.73 pav. Tipinė dvipolio tranzistoriaus koeficiento α_o priklausomybė nuo I_K , kai $U_{KB} = \text{const}$

Iš 1.73 pav. matome, kad esant santykinai mažoms I_K vertėms, kai $I_K < 1$ mA, koeficientas α_o taip pat mažas – $\alpha_o \ll 1$, ir, didėjant srovei I_K iki (1–10) mA, koeficiento α_o vertė didėja artėdama prie vieneto – $\alpha_o \Rightarrow 1$. Priklausomybė $\alpha_o(I_K)$ mažų srovių I_K srityje aiškinama taip. Esant $I_K < 1$ mA, o tai atitinka santykinai mažą įtampą $U_{EB} \leq 0,1$ V (1.120), emiterinės p–n sandūros nuskurdintos srities storis $d_{pn\ E}$ (1.69 pav., b) dar yra santykinai didelis ir todėl jame vyksta intensyvus emiterio E difuzinės srovės $I_E = I_{dif\ E} = I_n + I_p$ atitinkamų srovių sandų – elektronų n_n ir skylių p_p rekombinacija emiterinėje nuskurdintoje p–n srityje. Todėl n– emiterio E srovės I_E elektroninė dedamoji I_n mažėja ir dėl to sumažėja γ_E (1.197), o kartu ir α_o (1.214). Didinant įtampą $U_{EB} < 0$ tiesiogine kryptimi, didėja srovė I_E , nes emiterinės p–n sandūros nuskurdintos srities storis $d_{pn\ E}$ sparčiai mažėja (1.41) ir $d_{pn\ E} \Rightarrow 0$, todėl atitinkamai sumažėja rekombinuojančių elektronų n_n ir skylių p_p skaičius $(n_n \cdot \Delta V) = (p_p \cdot \Delta V)$ emiterinės p–n sandūros nuskurdintoje srityje, dėl ko koeficientas $\gamma_E \Rightarrow 1$, o kartu ir $\alpha_o \Rightarrow 1$. Kita priežastis, sukelianti α_o didėjimą mažų srovių $I_E < 1$ mA srityje, didėjant $U_{EB} < 0$ tiesiogine kryptimi, yra ta, kad iš n– emiterio E į p– bazę B injektuotų krūvininkų – elektronų $(n_p \cdot \Delta V)_B$ pasiskirstymą $n_p(x)$ (1.205) p– bazėje atkartoja juos kompensuojančių pagrindinių krūvininkų – skylių $(p_p \cdot \Delta V)_B$ tankio p_p pasiskirstymas $p_p(x)$ p– bazėje, čia $(n_p \cdot \Delta V)_B = (n_n \cdot \Delta V)_B$. Šis skylių tankio p_p p– bazėje pasiskirstymas $p_p(x)$, čia $0 \leq x \leq W_B^*$ (1.71 pav.), sukuria vidinį elektrinį lauką E_B neutralioje bazėje B, nukreiptą nuo emiterinės p–n sandūros link kolektorinės p–n sandūros. Šis kvazilaukas E_B veikia šalutinius krūvininkus ir todėl šalutiniai krūvininkai – elektronai n_p p– bazėje B, be difuzinės judėjimo greičio dedamosios $\mathbf{v}_{dif(n)}$, įgauna papildomą dreifinę judėjimo greičio dedamąją $\mathbf{v}_{drf(n)}$, ir todėl šalutiniai krūvininkai per neutralią bazę B pralekia greičiau – jų lėkio trukmė $t_{d\ B}$ mažesnė. Skaičiavimai rodo, kad tai atitinka šalutinių krūvininkų, pavyzdžiui, p– bazėje elektronų n_p difuzijos koeficiento D_n dvigubą padidėjimą, o kartu ir difuzijos nuotolio $L_n = (D_n \cdot \tau_n)^{1/2}$ padidėjimą. Vykstant šiam reiškiniui padidėja γ_B (1.209) ir kartu α_o (1.214), nes dėl sumažėjusios šalutinių krūvininkų lėkio trukmės $t_{d\ B}$ per neutralią bazę B, sumažėja rekombinavusių elektronų n_p kiekis neutralioje p– bazėje B ir todėl padidėja srovė I_K (1.206).

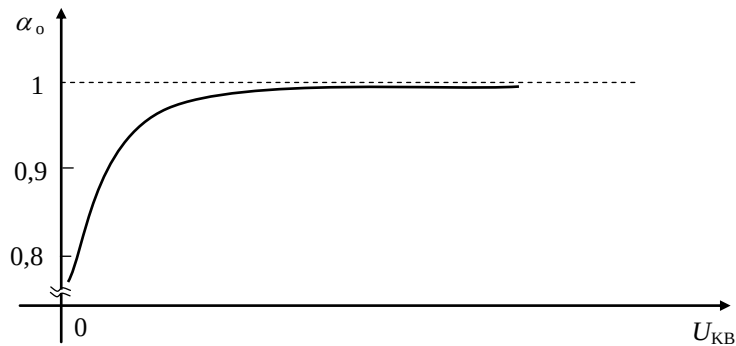
Srovės I_K vidutinių verčių diapazone $1\text{ mA} < I_K < (100\text{--}300)\text{ mA}$, vertė $\alpha_o \approx 1$ ir šiame srovės I_K verčių diapazone išlieka beveik pastovi. Tačiau toliau didinant pastoviąją srovę $I_K > (100\text{--}300)\text{ mA}$, koeficientas α_o pradeda mažėti. Šis α_o mažėjimas aiškinamas tuo, kad esant santykinai didelėms I_K vertėms – 100 mA ir daugiau, padidėjusį šalutinių krūvininkų – elektronų $(n_p \cdot \Delta V)_B$ kiekį neutralioje p– bazėje B dėl krūvio neutralumo sąlygos išlaikymo joje kompensuoja toks pat kiekis nepusiausvyrinių pagrindinių krūvininkų – skylių $(p_p \cdot \Delta V)_B$ p– bazėje B, dėl ko sumažėja γ_E (1.199), nes $p_p(B) \approx n_n(E)$, ir todėl nebevykdoma sąlyga $n_p \gg p_n$ (1.199a). Kita priežastis, sukelianti α_o mažėjimą, esant santykinai didelėms I_K vertėms, yra ta, kad iš n– emiterio E į p– bazę B injektuotų elektronų tankis $n_p(W_B^*)$ p– bazėje prie kolektorinės p–n sandūros nuskurdintos srities ribos W_B^* neutralioje bazėje B tampa lygus ir didesnis už pagrindinių pusiausvyrinių krūvininkų – skylių tankį p_p o neutralioje p– bazėje $(n_p(W_B^*) \geq p_p)$. Dėl to didėja $p_p(W_B^*)$ ir tai atitinka $N_a(W_B^*)$ didėjimą p– bazėje B ir kartu $d_{pn\ K}$ mažėjimą joje (1.38). Todėl nuskurdintos srities riba W_B^* p– bazėje (1.71 pav., b) slenka link kolektoriaus K n– srities, dėl to padidėja neutralios bazės B storis W_B^* ($W_{B2}^* > W_{B1}^*$, čia W_{B1}^* , kai I_{K1} , o W_{B2}^* , kai $I_{K2} > I_{K1}$ (tai yra parodyta 1.74 pav.), ir todėl sumažėja γ_B (1.209), o kartu ir DT koeficientas α_o (1.214) – šis reiškinys dvipolio tranzistoriaus kolektorinėje p–n sandūroje, kai tranzistoriaus neutralios bazės storis W_B^* priklauso nuo pastoviosios srovės $I_{K\ E}$, yra vadinamas *Kirko efektu*.

Esant kolektoriaus srovei $I_K = \text{const}$, 1.75 pav. yra parodyta tipinė n–p–n tranzistoriaus koeficiento α_o priklausomybė nuo įtampos $U_{KB} > 0$ – atgaline kryptimi.

Iš 1.75 pav. matome: didėjant įtampai $U_{KB} > 0$, koeficientas α_o taip pat didėja. Ši priklausomybė yra paaiškinama tuo, kad didėjant atgalinei įtampai $U_{KB} > 0$, kartu didėja kolektorinės p–n sandūros nuskurdintos srities storis $d_{pn\ K}$ (1.69 pav., b, ir žiūrėk (1.41)) ir kartu mažėja W_B^* , dėl to didėja γ_B (1.209) ir kartu didėja α_o (1.214). Ši koeficiento $\alpha_o(U_{KB})$



1.74 pav. Dvipolio n–p–n tranzistoriaus p– bazės B neutralios srities storio W_B^* priklausomybė nuo kolektoriaus K srovės I_K – $W_{B2}^* > W_{B1}^*$, kai $I_{K2} > I_{K1}$



1.75 pav. Tipinė dvipolio n–p–n tranzistoriaus koeficiento α_o priklausomybė nuo įtampos $U_{KB} > 0$ – atgaline kryptimi, kai $U_{KB} < U_{KB \max}$

priklausomybė yra vadinama *Erlio efektu*. Dėl jau išnagrinėtų priežasčių analogiškai BE schemeje nuo parametrų I_K ir U_{KE} priklauso tranzistoriaus koeficientas β_o (1.110).

Iš 1.72 pav. matome, jog dvipolio tranzistoriaus išėjimo VACH, priklausomai nuo jungimo schemas, kinta iš esmės skirtingai artėjant įtampai $U_{KB, KE} \Rightarrow 0$, o būtent: BB schemeje atveju (1.72 pav., a) kolektoriaus K srovė $I_K \approx I_E$ – išlieka artima emiterio E srovei I_E , o BE schemeje atveju $I_K \Rightarrow \approx 0$. BB schemeje tai yra paaiškinama tuo, kad įtampai $U_{KB} \Rightarrow 0$, kolektorinės p–n sandūros nuskurdinto sluoksnio storis $d_{pnK} > 0$ ir jame esantis elektrinis laukas $\bar{E}_{pn0(K)} > 0$ – išlieka nelygus nuliui ir atlieka šalutinių krūvininkų n_p ekstrakciją iš p– bazės B srities į kolektoriaus K n– sritį. BE schemeje tai yra paaiškinama tuo, kad įtampai $U_{KE} \Rightarrow 0$, kolektorinės p–n sandūros nuskurdinto sluoksnio storis $d_{pnK} \Rightarrow 0$ ir jame esantis suminis elektrinis laukas $\bar{E}_{pn(K)} = \bar{E}_{pn0(K)} - E_{U_{BE}} \Rightarrow 0$ – sumažėja iki 0, nes kolektorinė p–n sandūra kartu su emiterine p–n sandūra dėl įtampos šaltinio $U_{BE} > 0$ poveikio yra atidaromi, todėl $I_K \approx I_E \approx I_B/2 \ll I_{K, E}$.

Dvipolio tranzistoriaus *elektrinių parametrų priklausomybės nuo dažnio ω* yra aprašomos įtraukus atitinkamus *diferencialinius koeficientus* γ_e , γ_b ir γ_k , kurie yra nagrinėjami kitose pastraipose.

Bendros bazės schemeje (BB) n–p–n tranzistoriaus kintamosios emiterio E srovės I_E ~ diferencialinis perdavimo koeficientas α (1.126) analogiškai (1.214) yra parašomas per *diferencialinius koeficientus* γ_e , γ_b ir γ_k taip:

$$\alpha = \gamma_e \cdot \gamma_b \cdot \gamma_k, \quad (1.215)$$

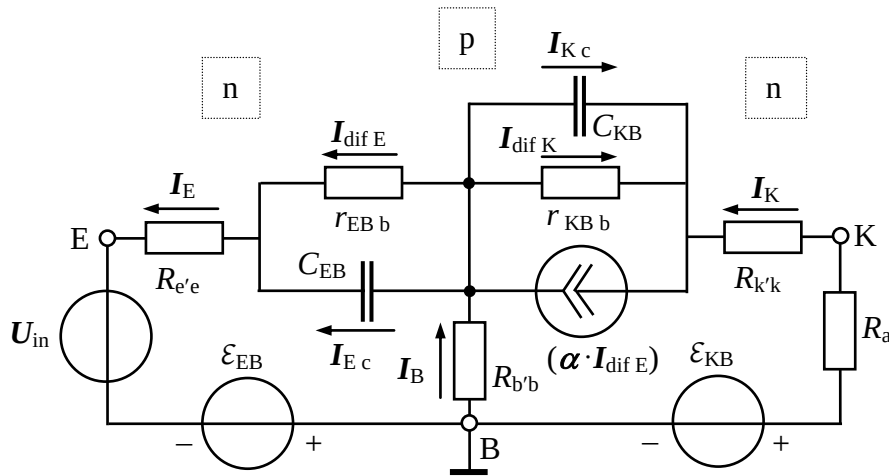
čia:

$$\gamma_e = I_{n\sim}/I_{E\sim} = I_{n\sim}/(I_{n\sim} + I_{p\sim}) \cong 1 - (I_{p\sim}/I_{n\sim}), \quad (1.216)$$

$$\gamma_b = I_{n(K)\sim}/I_{n(E)\sim}, \quad (1.217)$$

$$\gamma_k = I_{K\sim}/I_{n(K)\sim}. \quad (1.218)$$

Akivaizdu, kad emiterio E efektyvumo diferencialinis koeficientas γ_e (1.216) yra mažesnis už γ_E (1.196) ($\gamma_e \leq \gamma_E$), nes emiterio E kintamoji srovė $I_{E\sim}$ yra sudaryta iš dviejų dedamųjų: $I_{E c \sim}$ – slinkties srovės, tekančios per emiterinės p–n sandūros barjerinę talpą C_{EB} , ir $I_{dif E \sim}$ – difuzinės dedamosios, atsakingos už kintamąją srovę $I_{K\sim}$ kolektoriuje K. Čia reikia pasakyti, kad dėl kintamosios įėjimo įtampos $U_{EB\sim}$ poveikio kintamąją slinkties srovę $I_{E c \sim}$ sudaro pagrindinių krūvininkų – elektronų n_n n– emityje E ir skylių p_p p– bazėje B kintamasis svyruojantis judėjimas, atkartojantis emiterinės p–n sandūros nuskurdintos srities storio $d_{pn(E)}$ atitinkamų ribų n– emiterio E ir p– bazės B srityse svyruojamąjį judėjimą. Todėl srovė $I_{E c \sim}$ nėra srovės $I_{K\sim}$ sandas. Akivaizdu, kad didėjant įėjimo signalo $U_{EB\sim}$ dažniui ω , slinkties srovė $I_{E c \sim}$ didėja, kartu mažindama γ_e vertę. Šiai γ_e priklausomybei nuo ω nustatyti pasinaudosime į BB grandinę įjungto DT ekvivalentine schema, kuri yra parodyta 1.76 pav.



1.76 pav. Į bendros bazės (BB) grandinę įjungto n–p–n tranzistoriaus ekvivalentinė schema

1.76 pav. parodytoje ekvivalentinėje schemoje pastoviųjų įtampų maitinimo šaltinių ε_{EB} ir ε_{KB} poliaringumai atitinka normaliąją n–p–n tranzistorių veiką, kai emiterinė p–n sandūra pradaryta – įjungta tiesiogine kryptimi, o kolektorinė p–n sandūra uždaryta – įjungta atgaline kryptimi. Čia, be jau anksčiau aprašytų parametrų $r_{EB b}$ (1.124), $r_{KB b}$ (1.127) ir C_{EB} , dar yra įtraukti: $R_{e'e}$ – emiterio E neutralios srities ir jos omino kontakto E varža; $R_{b'b}$ – bazės B neutralios srities ir jos omino kontakto B varža; $R_{k'k}$ – kolektoriaus K neutralios srities ir jos omino kontakto K varža; R_a – apkrovos varža; C_{KB} – kolektorinės p–n sandūros barjerinė talpa.

Iš 1.76 pav. matome, jog γ_e priklausomybę nuo dažnio ω galime išreikšti taip:

$$\gamma_e(j \cdot \omega) = \gamma_E \cdot [Z_{C_e} / (Z_{C_e} + r_{EB b})] = \gamma_E / (1 + r_{EB b} / Z_{C_e}), \quad (1.219)$$

čia $Z_{C_e} = -j / (\omega \cdot C_{EB})$ (1.15) ir, įstatę tai į (1.219), gauname:

$$\gamma_e(j \cdot \omega) = \gamma_E / (1 + j \cdot \omega \cdot r_{EB b} \cdot C_{EB}) = \gamma_E / (1 + j \cdot \omega \cdot \tau_e), \quad (1.220)$$

čia $\tau_e = r_{EB b} \cdot C_{EB}$ – emiterio E trukmės konstanta.

Išraišką (1.220) parašome atskirdami $\text{Re } \gamma_e$ ir $\text{Im } \gamma_e$ dalis, tam išraiškos (1.220) skaitiklį ir vardiklį padauginame iš $(1 - j \cdot \omega \cdot \tau_e)$:

$$\gamma_e(j \cdot \omega) = \gamma_E / [1 + (\omega \cdot \tau_e)^2] - j \cdot \{(\gamma_E \cdot \omega \cdot \tau_e) / [1 + (\omega \cdot \tau_e)^2]\},$$

ir iš čia randame priklausomybę $\gamma_e(\omega)$:

$$\gamma_e(\omega) = [(\operatorname{Re} \gamma_e)^2 + (\operatorname{Im} \gamma_e)^2]^{1/2} = \gamma_E/[1 + (\omega \cdot \tau_e)^2]^{1/2}. \quad (1.221)$$

Iš (1.221) ir (1.125) matome: DT koeficientas $\gamma_e(\omega)$ didėja, didėjant pastoviajai srovei I_K , nes mažėja varža r_{EB} ir kartu konstanta τ_e (1.73 pav.).

Diferencialinis šalutinių krūvininkų pernašos per DT bazę B koeficientas γ_b (1.217) taip pat yra mažesnis už koeficientą γ_B ($\gamma_b \leq \gamma_B$). Taip yra todėl, kad elektronų tankio n_p pasiskirstymas $n_p(x)$ (1.205) p– bazėje B nusistovi tik per tam tikrą laiką Δt_b . Stacionariu atveju gautose γ_B išraiškose (1.208) ir (1.209) nuo dažnio ω gali priklausyti tik elektronų n_p difuzijos nuotolis L_n p– bazėje B. Todėl galima parašyti:

$$\gamma_b(\omega) = [\operatorname{ch}(W_B/L_n(\omega))]^{-1} \cong 1 - W_B^2/[2 \cdot L_n^2(\omega)]. \quad (1.222)$$

Teoriškai dažninę priklausomybę $L_n(\omega)$ apskaičiuoti yra gana sudėtinga. Todėl yra taikomos įvairios aproksimacijos, pavyzdžiui, analogiškai gautai išraiškai (1.221) galima parašyti:

$$L_n(j \cdot \omega) \cong L_{n0}/(1 + j \cdot \omega \cdot \tau_b)^{1/2}, \quad (1.223)$$

čia: L_{n0} – elektronų n_p difuzijos nuotolis p– bazėje B, kai $\omega = 0$, t. y. tekant pastoviajai srovei; τ_b – bazės B trukmės konstanta, nusakanti laiko trukmę Δt_b .

Iš (1.223), atskirdami $\operatorname{Re} L_n$ ir $\operatorname{Im} L_n$ dalis, tam išraiškos (1.223) skaitiklį ir vardiklį padauginami iš $(1 - j \cdot \omega \cdot \tau_b)^{1/2}$, ir naudodamiesi matematine skleidinio formule $(x \pm j \cdot y)^{1/2} = \pm \{[(r+x)/2]^{1/2} \pm j [(r-x)/2]^{1/2}\}$, čia $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$, gauname:

$$L_n(j \cdot \omega) \cong L_{n0} \cdot \{ \{ [1 + (\omega \cdot \tau_b)^2]^{-1/2} + [1 + (\omega \cdot \tau_b)^2]^{-1} \}^{1/2} - j \cdot \{ [1 + (\omega \cdot \tau_b)^2]^{-1/2} - [1 + (\omega \cdot \tau_b)^2]^{-1} \}^{1/2} \} / \sqrt{2}, \quad (1.224)$$

ir iš čia randame dažninę priklausomybę $L_n(\omega)$:

$$L_n(\omega) = [(\operatorname{Re} L_n)^2 + (\operatorname{Im} L_n)^2]^{1/2} = L_{n0}/[1 + (\omega \cdot \tau_b)^2]^{1/4}. \quad (1.225)$$

I (1.222) įstatę išraišką (1.225), gauname:

$$\gamma_b(\omega) \cong 1 - \{ \{ W_B^2 \cdot [1 + (\omega \cdot \tau_b)^2]^{1/2} \} / (2 \cdot L_{n0}^2) \}. \quad (1.226)$$

Dvipolio n–p–n tranzistoriaus p– bazėje B šalutinių krūvininkų – elektronų tankio n_p pasiskirstymo funkcijos $n_p(x)$ (1.205) nusistovėjimo procesą laike t gerai aproksimuoja eksponentinė priklausomybė:

$$n_p(t) \cong n_{p0} + \{ n_{p0}(x) \cdot [1 - \exp(-t/\tau_b)] \}, \quad (1.227)$$

čia $n_{p0}(x)$ – stacionari $n_p(x)$ vertė p– bazės taške x ($0^* \leq x \leq W_B^*$).

Anksčiau parodėme, jog elektronų tankio n_p pasiskirstymo funkcijos $n_p(x)$ nusistovėjimo trukmė Δt_b n–p–n tranzistoriaus p– bazėje B gali būti nulemta *dviejų dinaminų vyksmų bazės B srityje*:

1 – elektronų ir skylių rekombinacijos proceso trukmės bazėje B, kuria lemia trukmės konstanta τ_{efB} ;

2 – elektronų n_p lėkio trukmės t_{dB} per p– bazę B.

Pirmuoju atveju BB jungimo schemeje DT bazėje rekombinacinio proceso įtaka trukmei Δt_b yra nedidelė, nes krūvio neutralumo sąlyga įžemintoje bazėje B yra atkurama per labai trumpą laiką, proporcingą trukmės konstantai τ_M – *Maksvelo trukmės konstantai*, kuri tranzistorių gamybai naudojamose puslaidininkinėse medžiagose yra ~ 1 ps, o $t_{dB} \ll \tau_{efB}$, kurios trukmė $\sim (1-10)$ μs . Todėl išraiškose (1.226) ir (1.227) bazės B trukmės konstanta τ_b yra išreiškiama taip:

$$\tau_b = t_{dB}/2. \quad (1.228)$$

Iš puslaidininkų fizikos žinome, kad šalutinių krūvininkų, judančių tik dėl difuzijos,

pavyzdžiui, elektronų n_p p– bazėje B, lėkio trukmė $t_{dB}(\text{dif})$ yra:

$$t_{dB}(\text{dif}) = W_B^{*2}/D_n. \quad (1.229)$$

Akivaizdu, kad DT kolektoriaus K kintamosios srovės $I_{K\sim}$ diferencialinis dauginimo koeficientas γ_k (1.218) taip pat yra mažesnis už γ_K (1.210) ($\gamma_k \leq \gamma_K$), nes $I_{K\sim}$ vertė kolektoriuje K (1.76 pav.) yra mažesnė už ekstrakcijos srovę ($\alpha \cdot I_{\text{dif } E}$) (1.76 pav.). Iš 1.76 pav. matome, jog tik dalis srovės ($\alpha \cdot I_{\text{dif } E}$) patenka į DT kolektoriaus K išorinę grandinę ir sudaro kintamąją srovę $I_{K\sim}$ apkrovoje R_a . Kita ekstrakcijos srovės ($\alpha \cdot I_{\text{dif } E}$) dalis, kuri yra sudaryta iš dviejų dedamųjų: $I_{Kc\sim}$ – slinkties srovės, tekančios per kolektorinės p–n sandūros barjerinę talpą C_{KB} , ir $I_{\text{dif } K}$ – difuzinės dedamosios, į kurią įeina ir pastovusis sandas I_{sDK} , nepatenka į apkrovą R_a . Kadangi DT kolektorinės p–n sandūros diferencialinė varža r_{KBb} (1.128) dažniausiai tenkina sąlygą: $r_{KBb} \gg R_{b'b} + R_{k'k}$, tai difuzinės dedamosios $I_{\text{dif } K}$ galima nepaisyti ir iš 1.76 pav. diferencialinio koeficiento γ_k priklausomybę nuo dažnio ω išreikšime taip:

$$\gamma_k(j \cdot \omega) = \gamma_K \cdot [Z_{Ck}/(Z_{Ck} + R_{b'b} + R_{k'k})] = \gamma_K/[1 + (R_{b'b} + R_{k'k})/Z_{Ck}], \quad (1.230)$$

čia $Z_{Ck} = -j/(\omega \cdot C_{KB})$ (1.15) ir, įstatę tai į išraišką (1.230), gauname:

$$\gamma_k(j \cdot \omega) = \gamma_K/[1 + j \cdot \omega \cdot (R_{b'b} + R_{k'k}) \cdot C_{KB}] = \gamma_K/(1 + j \cdot \omega \cdot \tau_k), \quad (1.231)$$

čia $\tau_k = (R_{b'b} + R_{k'k}) \cdot C_{KB}$ – DT kolektoriaus K trukmės konstanta.

Išraišką (1.231) parašome atskirdami $\text{Re } \gamma_k$ ir $\text{Im } \gamma_k$ dalis, dėl ko jos skaitiklį ir vardiklį padauginame iš $(1 - j \cdot \omega \cdot \tau_k)$ ir gauname:

$$\gamma_k(j \cdot \omega) = \gamma_K/[1 + (\omega \cdot \tau_k)^2] - j \cdot \{(\gamma_K \cdot \omega \cdot \tau_k)/[1 + (\omega \cdot \tau_k)^2]\},$$

ir iš čia randame dažninę priklausomybę $\gamma_k(\omega)$:

$$\gamma_k(\omega) = [(\text{Re } \gamma_k)^2 + (\text{Im } \gamma_k)^2]^{1/2} = \gamma_K/[1 + (\omega \cdot \tau_k)^2]^{1/2}. \quad (1.232)$$

Iš (1.232) matome, kad koeficientas $\gamma_k(\omega)$ didėja, didėjant pastoviajai srovei I_K , nes mažėja DT varžų $R_{b'b}$ ir $R_{k'k}$ vertės, bei kartu konstantos τ_k vertė.

I (1.215) įstatę gautas išraiškas (1.221), (1.226) ir (1.232), randame dažninę priklausomybę $\alpha(\omega)$. Tačiau taip gautos dažninės priklausomybės $\alpha(\omega)$ išraiška yra pernelyg grioždiška ir sudėtinga, todėl dažniausiai yra naudojamos įvairios *aproksimacijos*, pavyzdžiui, tokio pavidalo:

$$\alpha(j \cdot \omega) \cong \alpha_o \cdot \exp \{-j \cdot \omega \cdot [(v_\phi/\omega) + (2 \cdot \pi \cdot \tau_{dK})]\}/[1 + j \cdot (\omega/\omega_\alpha)], \quad (1.233)$$

čia: τ_{dK} – kintamojo signalo vėlinimo trukmės konstanta nuskurdintoje kolektorinės p–n sandūros srityje d_{pnK} (1.69 pav., b); v_ϕ – DT kolektoriaus K kintamosios srovės I_K fazės φ_α atžvilgiu emiterio E srovės I_E fazės φ_E patikslinimo koeficientas, kai yra pasirinkta $\varphi_E = 0$; ω_α – ribinis dažnis, kuriam esant $|\alpha(j \cdot \omega_\alpha)| = \alpha_o/\sqrt{2}$.

Kintamojo signalo vėlinimo trukmės konstanta τ_{dK} yra lygi pusei šalutinių krūvininkų, p– bazės B atveju elektronų n_p , lėkio trukmės t_{dK} per kolektorinės p–n sandūros nuskurdintą sritį d_{pnK} :

$$\tau_{dK} = t_{dK}/2 = d_{pnK}/(2 \cdot v_s), \quad (1.234)$$

čia v_s – elektronų (v_{sn}) arba skylių (v_{sp}) soties greitis kolektorinės p–n sandūros nuskurdintoje srityje d_{pnK} .

Išraiškoje (1.233) dažnis ω_α – ribinis dažnis, kuriam esant diferencialinis koeficientas $\alpha(\omega_\alpha) = \alpha_o/\sqrt{2} \cong 0,71 \cdot \alpha_o$ ir yra išreiškiamas per τ_b (1.228) taip:

$$\omega_\alpha = 1/\tau_b = 2/t_{dB} = 2 \cdot D_n/W_B^2. \quad (1.235)$$

Išraiškoje (1.233) dydis v_ϕ – DT kolektoriaus K kintamosios srovės I_K fazės φ_α

atžvilgiu emiterio E srovės I_E fazės φ_E patikslinimo koeficientas, kai yra pasirinkta $\varphi_E = 0$, priklausantis nuo DT bazės B srities technologinio proceso gamybos būdo, yra aproksimuojamas tokia išraiška:

$$\nu_\varphi \cong 0,22 \cdot (1 + \xi_B), \quad (1.236)$$

čia $\xi_B = 0,5 \cdot \ln(N_{B(E)}/N_{B(K)})$ – legiruojančių priemaišų tankio $N_B(x)$ bazėje gradiento koeficientas, išreikštas legiruojančių priemaišų tankiu N_B bazėje atitinkamai prie emiterinės p–n sandūros – $N_{B(E)}$, kai $x = 0^*$, ir prie kolektorinės p–n sandūros – $N_{B(K)}$, kai $x = W_B^*$.

Iš (1.233) jau žinomu būdu randame koeficiento $\alpha(j \cdot \omega)$ dažninę priklausomybę $\alpha(\omega)$:

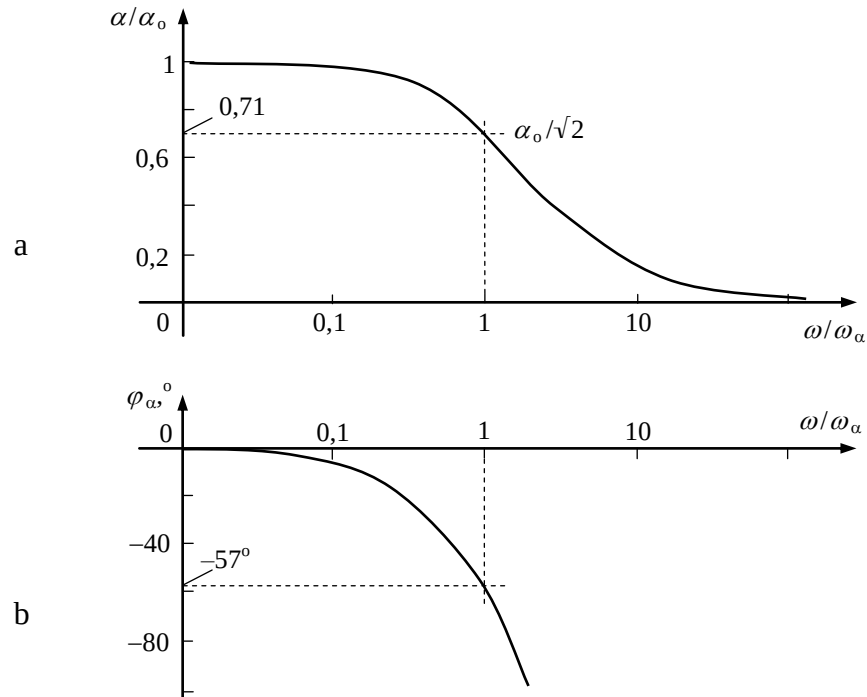
$$\alpha(\omega) = [(\operatorname{Re} \alpha)^2 + (\operatorname{Im} \alpha)^2]^{1/2} = \alpha_0 / [1 + (\omega/\omega_\alpha)^2]^{1/2}, \quad (1.237)$$

ir fazinę priklausomybę $\varphi_\alpha(\omega)$:

$$\begin{aligned} \varphi_\alpha(\omega) &= \arctg[(\operatorname{Im} \alpha)/(\operatorname{Re} \alpha)] = \\ &= -\arctg\{[\sin A + (\omega/\omega_\alpha) \cdot \cos A] / [\cos A - (\omega/\omega_\alpha) \cdot \sin A]\}, \end{aligned} \quad (1.238)$$

čia $A = \omega[(\nu_\varphi/\omega) + (2 \cdot \pi \cdot \tau_{dK})]$.

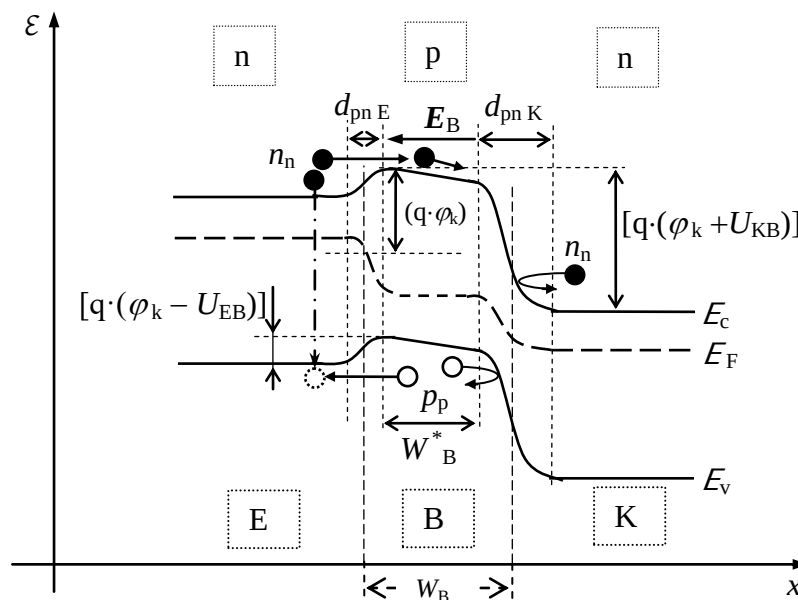
Iš (1.237) apskaičiuota dažninė priklausomybė $\alpha(\omega)$, o iš (1.238) – fazinė priklausomybė $\varphi_\alpha(\omega)$ yra parodytos 1.77 pav. atitinkamai a ir b.



1.77 pav. Iš (1.237) apskaičiuota dvipolio tranzistoriaus koeficiento $\alpha(j \cdot \omega)$ dažninė priklausomybė $\alpha(\omega)$ (a) ir iš (1.238) apskaičiuota fazinė priklausomybė $\varphi_\alpha(\omega)$ (b)

Nagrinėdami DT diferencialinį pernašos koeficientą γ_b (1.222) matėme, jog DT dažninės charakteristikos $\alpha(\omega)$ parametrai gerėja, mažėjant šalutinių krūvininkų – pavyzdžiui, elektronų n_p p– bazėje lėkio trukmei t_{dB} (1.229) per neutralią p– bazės B sritį. Kai DT bazė B yra tolygiai legiruota atitinkamomis priemaišomis $N_B(x) = \text{const}$, čia $0^* \leq x \leq W_B^*$, tai gradientas $\partial N_B(x)/\partial x = 0$ ir todėl šalutiniai krūvininkai per bazę B juda tik dėl difuzijos, nes bazėje nėra vidinio kvazielektrinio lauko $E_B = 0$. Ši situacija yra tol, kol šalutinių krūvininkų difuzinės srovės tankis bazėje yra santykinai mažas ir tai bus parodyta vėliau. Kai iš emiterio E injektuoti šalutiniai krūvininkai per bazę B juda tik dėl difuzijos, toks dvipolis tranzistorius

yra vadinamas **difuziniu tranzistoriumi** (1.69 pav., b). Difuziniame tranzistoriuje šalutinių krūvininkų lėkio trukmė t_{dB} per neutralią bazę B yra apskaičiuojama iš (1.229). Akivaizdu, kad siekiant sumažinti trukmę t_{dB} , reikia padaryti DT bazę B su šalutinius krūvininkus greitinančiu įstatytu vidiniu kvazielektriniu lauku $E_B > 0$. Vienas būdų realizuoti šią sąlygą yra DT bazės gradientinis $\partial N_B(x)/\partial x < 0$ legiravimas atitinkamomis priemaisomis N_B , kurių tankis $N_{B(E)}$ bazėje B prie emiterinės p–n sandūros tenkina šią sąlygą: $N_{B(E)} > N_{B(K)}$ – legiruojančių priemaišų tankis bazėje B prie kolektorinės p–n sandūros. Toks dvipolis tranzistorius yra vadinamas **dreifiniu tranzistoriumi**. Dreifinio tranzistoriaus n–p–n sričių energinė diagrama, atitinkanti pridėtų įtampų poliaringumą DT normalios veikos atveju BB grandinėje (1.69 pav., a), yra parodyta 1.78 pav.



1.78 pav. Dreifinio n–p–n tranzistoriaus atitinkamų sričių energinė diagrama, atitinkanti pridėtų pastoviųjų įtampų poliaringumą normalios veikos atveju bendros bazės (BB) grandinėje (1.69 pav., a)

Iš 1.78 pav. matome: kai n–p–n DT p– bazė B yra legiruota akceptorinėmis priemaisomis $N_{aB}(x)$ su gradientu $\partial N_{aB}(x)/\partial x < 0$ – legiruojančių priemaišų tankis N_{aB} bazėje mažėja ašies x kryptimi, tai energinės laidumo zonos dugnas E_c ir energinės valentinės zonos lubos E_v išsikreipia taip, jog p– bazės B srityje atsiranda vidinis kvazielektrinis laukas E_B , nukreiptas emiterinės p–n sandūros link. Šio reiškinio esmę galima išsiaiškinti taip. Dvipolio tranzistoriaus gamybos pasirinkto technologinio proceso metu pradiniu bazės B sudarymo momentu pagrindinių krūvininkų, pavyzdžiui, p– bazėje B skylių tankis $p_{pB(E)}$ prie emiterinės p–n sandūros dėl netolygaus legiruojančių priemaišų tankio $N_{aB}(x)$ pasiskirstymo yra didesnis už skylių tankį $p_{pB(K)}$ prie kolektorinės p–n sandūros. Todėl p– bazėje B vyksta skylių p_p difuzija nuo emiterio E link kolektoriaus K ir prie emiterinės p–n sandūros nuskurdintos srities p– bazėje atsiranda jonizuotų neigiamo krūvio akceptorinių priemaišų $(-N_a \cdot \Delta V)$ atomų, o prie kolektorinės p–n sandūros nuskurdintos srities p– bazėje kaupiasi teigiamo krūvio skylės $(p_p \cdot \Delta V) = |(-N_a \cdot \Delta V)|$, kurių tankis p_p viršija pusiausvirinį tankį p_{p0} , atitinkantį akceptorinių tankį $N_{aB(K)}$. Taigi matome, kad DT p– bazės atitinkama sritis $\Delta W_{B(E)}^* \ll W_B^*$ prie emiterinės p–n sandūros nuskurdintos srities išikrauna neigiamu krūviu $-\Delta Q_{NaB(E)} \approx (-q \cdot \Delta W_{B(E)}^* \cdot S_E)$, kurį sukuria nekompensuoti akceptorinių $(-N_{aB(E)} \cdot \Delta V_{B(E)})$ atomai, o p– bazės kita atitinkama sritis $\Delta W_{B(K)}^* \ll W_B^*$ prie kolektorinės p–n sandūros nuskurdintos srities išikrauna teigiamu krūviu $+\Delta Q_{ppB(K)} \approx (+q \cdot \Delta W_{B(K)}^* \cdot S_E)$, kurį sukuria skylių $[(p_p - p_{p0}) \cdot \Delta V_{B(K)}]$ perteklius, čia $\Delta V_{B(E)} = \Delta W_{B(E)}^* \cdot S_E \approx \Delta V_{B(K)} = \Delta W_{B(K)}^* \cdot S_E$. Todėl neutralioje p– bazėje B atsiranda vidinis kvazielektrinis laukas E_B (1.78 pav.), nukreiptas nuo

kolektoriaus K link emiterio E, ir šis vidinis kvazilaukas E_B nusistovi tokio dydžio, kad kompensuotų skylių p_p difuzijos procesą p– bazėje, kai skylių difuzinis srautas – srovė $I_{\text{dif } p(B)}$ tampa lygi ją kompensuojančiam skylių p_p dreifiniam srautui – srovei $I_{\text{drf } p(B)} = I_{\text{dif } p(B)}$. Ši situacija dreifiniame tranzistoriuje atitinka *termodinaminės pusiausvyros sąlygą bazėje*.

Iš puslaidininkių fizikos žinome, kad dėl netolygaus legiruojančių priemaišų tankio, pavyzdžiui, $N_{aB}(x)$ p– bazėje B, pasiskirstymo atsirandanti įstatyto kvazielektrinio lauko E_B vidutinė vertė $\bar{E}_B(x)$ bazėje B yra apskaičiuojama iš lygties:

$$\bar{E}_B(x) = -\{[(k \cdot T)/q] \cdot [dN_{aB}(x)/dx]\}/N_{aB}(x), \text{ čia } 0 \leq x \leq W_B^*. \quad (1.239)$$

Įstatyto vidinio kvazielektrinio lauko E_B bazėje įtaka DT elektriniams parametrams yra įvertinama sumažėjusia šalutinių krūvininkų, pavyzdžiui, n–p–n tranzistoriuje – elektronų n_p lėkio trukme t_{dB} per neutralią p– bazę B (1.229), kurios modifikuota išraiška yra parašoma taip:

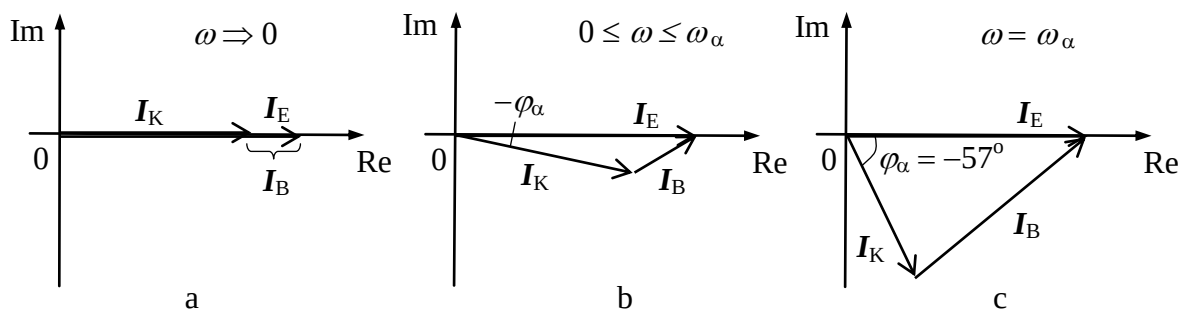
$$t_{dB} = (W_B^*)^2 / (\eta \cdot D_n), \quad (1.240)$$

čia η – greitinančio įstatyto kvazielektrinio lauko E_B bazėje B įtakos koeficientas, kuris, esant eksponentiniam $N_{aB}(x)$ pasiskirstymui, yra apskaičiuojamas taip:

$$\eta = m^2 / \{2 \cdot [m - 1 + \exp(-m)]\} \geq 1, \quad (1.241)$$

čia $m = \ln(N_{B(E)}/N_{B(K)}) \geq 10^{-6}$ – legiruojančių priemaišų $N_B(x)$ tankio pasiskirstymo bazėje B gradiento faktorius.

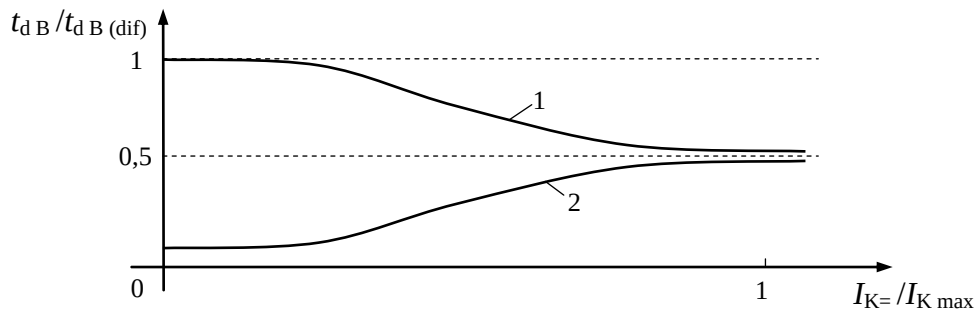
Dažninę $\alpha(j \cdot \omega)$ (1.233) priklausomybę gerai iliustruoja DT išvaduose E, K ir B tekančių atitinkamų kintamųjų srovių sumos $I_E = I_K + I_B$ vektorinė diagrama, kuri yra parodyta 1.79 pav.



1.79 pav. Dvipolio tranzistoriaus išvaduose E, K ir B tekančių atitinkamų kintamųjų srovių sumos $I_E = I_K + I_B$ – vektorinė diagrama, esant įvairiems poveikio signalo dažniams ω

Iš 1.79 pav. matome: didėjant poveikio signalo dažniui ω , kolektoriaus K kintamosios srovės I_K modulis I_K mažėja, fazė φ_α didėja – vis labiau atsilieka nuo srovės $|I_E| = \text{const}$ fazės φ_E , kurios vertę imame lygią nuliui – $\varphi_E = 0$, o bazės B srovės I_B modulis I_B didėja. Kai poveikio signalo dažnis $\omega = \omega_\alpha$, fazė $\varphi_\alpha = -57^\circ$ (1.79 pav., c).

Taigi, parodėme, kad DT dažninės savybės BB jungimo schemoje yra nulemtos šalutinių krūvininkų lėkio trukmės t_{dB} (1.240) per neutralią bazę B ir laiko trukmės konstantų τ_e (1.220), τ_k (1.231) ir τ_{dK} (1.234). Čia būtina pasakyti, jog DT dažninės savybės BB jungimo schemoje faktiškai nepriklauso nuo emiterio E valdymo būdo – srovės šaltinio $|I_E| = \text{const}$ ar įtampos šaltinio $|U_{EB}| = \text{const}$. DT emiterį E valdant srovės I_E šaltiniu, kai $i_E(t) = I_{0E} \cdot 1(t)$, emiterinėje p–n sandūroje nusistovi įtampa $u_{EB}(t)$, o emiterį E valdant įtampos U_{EB} šaltiniu, kai $u_{EB}(t) = U_{0EB} \cdot 1(t)$, beveik ta pačia laiko trukmės konstanta τ_b (1.228) nusistovi per emiterinę p–n sandūrą tekanti srovė $i_E(t)$. Tačiau būtina pažymėti, jog tranzistoriaus dažninės savybės BB jungimo schemoje iš esmės priklauso nuo pastoviosios srovės $I_{E=}$ arba $I_{K=}$ vertės, atitinkančios veikos tašką $\{I_{K0}, U_{KB0}\}$. Tai yra parodyta 1.80 pav.



1.80 pav. Dvipolio tranzistoriaus šalutinių krūvininkų lėkio trukmės $t_{d B}$ (1.240) per neutralią bazę W_B^* priklausomybė nuo pastoviosios srovės $I_{K=}$, čia: 1 – difuziniame tranzistoriuje; 2 – dreifiniame tranzistoriuje

1.80 pav. priklausomybė $t_{d B}(I_{K=})$ yra iliustruojama normuota lėkio trukmės $t_{d B}/t_{d B}(\text{dif})$ funkcija nuo normuotos srovės $I_{K=}/I_{K \max}$, čia $t_{d B}(\text{dif})$ – šalutinių krūvininkų lėkio trukmė difuzinio tranzistoriaus bazėje B, kai difuzinio ir dreifinio tranzistorių bazės B yra vienodo storio W_B ir $I_{K=} \leq 0,1 \cdot I_{K \max}$.

1.80 pav. parodytos priklausomybės $t_{d B}(I_{K=})$ yra paaiškinamos taip.

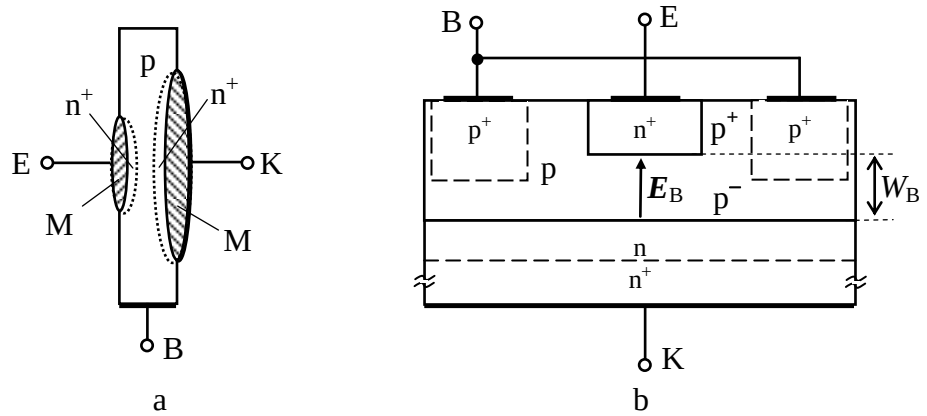
Difuzinio tranzistoriaus atveju (1.80 pav. 1-oji kreivė) lėkio trukmės $t_{d B}$ mažėjimas didėjant srovei $I_{K=}$ paaiškinamas didėjančiu šalutinių krūvininkų tankiu ir juos kompensuojančių pagrindinių krūvininkų tankio didėjimu bazėje B. Dėl to išilgai bazės B tarp emiterio E srities ir kolektoriaus K srities nusistovi pagrindinių krūvininkų, pavyzdžiui, n–p–n DT skylių p_p gradientas $\partial p_{p(B)}(x)/\partial x < 0$, čia skylių tankis $p_{p(B)}$ p– bazėje B mažėja ašies x kryptimi – nuo emiterio E link kolektoriaus K. Ši situacija yra analogiška dreifiniam tranzistoriui, kurio bazėje B yra sudarytas legiruojančių priemaišų tankio N_B gradientas $\partial N_B(x)/\partial x < 0$, todėl difuzinio tranzistoriaus bazėje B atsiranda kvazielektrinis laukas E_B , kuris greitina šalutinius krūvininkus bazėje B ir jų lėkio trukmė $t_{d B}$ per bazę B sumažėja iki dviejų kartų nuo pradinės vertės $t_{d B}(\text{dif})$ (1.229), esant santykinai mažoms vertėms $I_{K=} < 0,5 \cdot I_{K \max}$, iki minimalios vertės $t_{d B} \approx t_{d B}(\text{dif})/2$, esant $I_{K=} \geq 0,7 \cdot I_{K \max}$.

Dreifinio tranzistoriaus atveju (1.80 pav. 2-oji kreivė) lėkio trukmės $t_{d B}$ didėjimas didėjant srovei $I_{K=}$ taip pat paaiškinamas didėjančiu šalutinių krūvininkų tankiu $n_{p(B)}$ p– bazėje B arba $p_{n(B)}$ n– bazėje B ir juos kompensuojančių atitinkamų pagrindinių krūvininkų tankio $p_{p(B)}$ arba $n_{n(B)}$ didėjimu p– arba n– bazėje B, dėl ko išilgai neutralios bazės B tarp emiterio E ir kolektoriaus K atitinkamų sričių nusistovi pagrindinių krūvininkų, pavyzdžiui, n–p–n tranzistoriuje skylių tankio $p_p(x)$ gradientas $\partial p_{p(B)}(x)/\partial x < 0$, atitinkantis difuzinio tranzistoriaus situaciją santykinai didelių kolektoriaus K srovių $I_{K=} \approx \geq 0,7 \cdot I_{K \max}$ srityje. Dėl to išnyksta skirtumas tarp dreifinio ir difuzinio tranzistorių elektrinių parametrų santykinai didelių kolektoriaus K srovių I_K srityje, kai jų bazių B storiai W_B yra vienodi.

Jau minėjome, jog DT elektriniai parametrai ir savybės labai stipriai priklauso nuo jų konstrukcijos ir gamybos būdo. Tai galima parodyti dviem pavyzdžiais – 1.80a pav., a, yra parodytas difuzinio tranzistoriaus lydimo būdu padarytos konstrukcijos pjūvis, o pozicijoje b – dreifinio tranzistoriaus dvigubos difuzijos būdu padarytos planariosios konstrukcijos pjūvis.

Difuzinio tranzistoriaus (1.80a pav., a) gamybos metu priešingose puslaidininkinės plokštelės, pavyzdžiui, p– laidumo, pusėse aukštoje temperatūroje $t \approx 1000^\circ \text{C}$ yra įlydomos atitinkamo metalo tabletės M. Tarp įlydytų metalų M ir puslaidininkinės p– laidumo plokštelės susiformuoja ploni priešingo, šiuo atveju n– laidumo puslaidininkiniai sluoksniai. Taip yra gaunamas n–p–n lydytinas darinys, prie kurio atitinkamų metalo M sričių yra suformuojami difuzinio tranzistoriaus išvadai – emiterio E, bazės B ir kolektoriaus K ominių kontaktai (1.80a pav., a).

Pirmieji pasaulyje tranzistoriai buvo gaminami lydimo būdu ir šiai technologijai



1.80a pav. Difuzinio n-p-n tranzistoriaus lydimu būdu padarytos konstrukcijos pjūvis (a) ir dreifinio n-p-n tranzistoriaus dvigubos difuzijos būdu padarytos planariosios konstrukcijos pjūvis (b)

tobulėjant geriausių difuzinių tranzistorių ribiniai dažniai f_T siekė tik dešimtis MHz, nes tokio tranzistoriaus bazės B metalurginis storis W_B negali būti padarytas pakankamai mažas. Geriausiu atveju difuzinio tranzistoriaus $W_B \cong (1-3) \mu m$ ir dėl to difuziniai tranzistoriai nebegaminami.

Dreifinis planarusis tranzistorius (1.80a pav., b) yra gaminamas dvigubos arba trigubos atitinkamų legiruojančių priemaišų $N_{a, d}$ įterpimo į puslaidininkį difuzijos arba (ir) joninės implantacijos būdu. Legiruojančios priemaišos $N_{a, d}$ į puslaidininkį yra įterpiamos esant santykinai aukštai temperatūrai $t \approx 800^\circ C$ difuzijos būdu arba kambario temperatūroje $t \approx 20^\circ C$ joninės implantacijos būdu atliekant atkaitinimo procedūrą, kai $t \approx 500-800^\circ C$, kurios metu yra maksimaliai atkurama tvarkinga kristalinė puslaidininkio medžiagos struktūra, kuri buvo apgadinta joninės implantacijos procese. Taip pagaminto dreifinio tranzistoriaus bazėje B yra sukuriama šalutinius krūvininkus greitinantis įstatytas vidinis kvazielektrinis laukas E_B (1.239) (1.80a pav., b), kai bazės B metalurginis storis $W_B < 1 \mu m$. Todėl dreifinių planarijų tranzistorių ribiniai dažniai f_T siekia dešimtis ir daugiau GHz. Akivaizdu, kad dėl to dreifiniai planarieji dvipoliai tranzistoriai yra labai plačiai taikomi įvairiausios paskirties elektroniniuose įrenginiuose.

Bendro emiterio schema (BE) DT dažninės savybės taip pat priklauso nuo šalutinių krūvininkų tankio $n_p(x)$ arba $p_n(x)$ bazėje B pasiskirstymo funkcijos (1.205) nusistovėjimo trukmės Δt_b . Šį procesą gana gerai aprašo eksponentinė priklausomybė (1.227), kurioje laiko trukmės konstantos τ_b vertė priklauso nuo į BE schemą įjungto DT bazės B grandinės valdymo būdo – srovės šaltiniu $|I_B| = \text{const}$ ar įtampos šaltiniu $|U_{BE}| = \text{const}$.

Kai BE jungimo schema (1.53 pav., b) DT bazė B yra valdoma įtampos šaltiniu U_{BE} , laiko trukmės konstantos τ_b vertė yra tokia pat, kaip ir BB schema (1.228), (1.229) ir (1.240). Taip yra todėl, kad įtampos šaltinio U_{BE} vidaus varža $R_i = 0$, arba realiose schemose daug kartų mažesnė už DT įėjimo varžą $R_{BEe} \gg R_i$. Todėl bazės B srities krūvio neutralumo sąlygos išlaikymui nėra jokių išorinių kliūčių – bazės išvade B sukėlus įtampos U_{BE} šuolį $u_{BE}(t) = U_{0BE} \cdot 1(t)$, bazės B srovė $i_B(t)$ nusistovi per laiką t_{dB} (1.240). Čia reikia prisiminti, jog BE schema DT stiprinimo dažnines savybes nusako bazės B srovės $i_B(t)$ diferencialinis stiprinimo koeficientas β (1.150), kuris, analogiškai (1.110), poveikio harmoninio signalo U_{BE} atveju yra išreiškiamas taip:

$$\beta = I_K / I_B = \alpha / (1 - \alpha). \quad (1.242)$$

Analogiškai išraiškai (1.233), diferencialinio koeficiento β dažninė priklausomybė yra aproksimuojama taip:

$$\beta(j \cdot \omega) \cong \beta_0 \cdot \exp \{ -j \cdot \omega \cdot [(v_\phi / \omega) + (2 \cdot \pi \cdot \tau_{dK})] \} / [1 + j \cdot (\omega / \omega_\beta)], \quad (1.243)$$

čia ω_β – ribinis dažnis, kuriam esant $\beta(\omega_\beta) = \beta_0/\sqrt{2} \cong 0,71 \cdot \beta_0$.

Ribinis dažnis ω_β yra išreiškiamas laiko trukmės konstanta τ_b taip:

$$\omega_\beta = 1/\tau_b, \quad (1.244)$$

čia τ_b vertė priklauso nuo *dvipolio tranzistoriaus valdymo būdo BE scheme*:

- ✓ kai DT bazė B yra valdoma įtampos šaltiniu $|U_{BE}| = \text{const}$, laiko trukmės konstantos τ_b vertė yra tokia pat, kaip ir BB scheme – išraiškos (1.228), (1.229) ir (1.240));
- ✓ kai DT bazė B yra valdoma srovės šaltiniu $|I_B| = \text{const}$, laiko trukmės konstanta $\tau_b = \tau_{ef B}$, tai parodysime toliau.

BE jungimo grandinėje DT bazės B valdymo srove I_B atveju – su šaltiniu, kurio vidinė varža $R_i = \infty$, arba $R_i \gg R_{BE}$ e, šalutinių krūvininkų tankio $n_p(x)$ arba $p_n(x)$ bazėje B pasiskirstymo funkcijos (1.205) nusistovėjimo trukmė Δt_b , kurios vertę aprašo eksponentinė priklausomybė (1.227), yra nulemta bazės B krūvio neutralumo sąlygos išlaikymo principo. Dėl šio principo vyksta procesas, kurio metu į bazės B sritį iš bazės omino kontakto B patenkančių pagrindinių krūvininkų – skylių p_p p– bazėje arba elektronų n_n n– bazėje skaičius per laiko vienetą Δt yra pastovus, nes tai atitinka sąlygą $|I_B| = \text{const}$. Šiuo atveju į p– arba n– bazę atitinkamai patekusių skylių ($p_p \cdot \Delta V$) arba elektronų ($n_n \cdot \Delta V$) sudaryto krūvio neutralumo sąlygą bazėje B yra atkurama per tiesioginę kryptimi įjungtą emiterinę p–n sandūrą, atitinkamai injektuojant tokį pat kiekį elektronų ($n_p \cdot \Delta V$) arba skylių ($p_n \cdot \Delta V$), kurie savo ruožtu ir sukuria kolektoriaus K srovę I_K . Akivaizdu, kad nesant krūvininkų rekombinacijos bazėje B, kai $\tau_{ef B} = \infty$, srovės I_K modulis $I_K \Rightarrow \infty$, nes iš srovės šaltinio $|I_B| = \text{const}$ injektuojamų skylių p_p arba elektronų n_n kiekis p– arba n– bazėje B neapibrėžtai didėtų laike $t > 0$ dėl jų nepaliamojamos injekcijos iš srovės šaltinio $|I_B| = \text{const}$. Tačiau DT bazėje B realiai $\tau_{ef B} \neq \infty$ ir, vykstant krūvininkų rekombinacijai bazėje B, šio proceso metu, praėjus laikui $\Delta t_b \cong 2,2 \cdot \tau_{ef B}$, bazėje B nusistovi termodinaminė pusiausvyra, kurios metu p– arba n– bazėje rekombinavusių skylių p_p arba elektronų n_n skaičius per laiko vienetą Δt tampa lygus iš emiterinės p–n sandūros injektuotų elektronų n_p n– emiterio atveju arba skylių p_n p–emiterio atveju skaičiui per tą laiką Δt . Taigi parodėme, kad BE jungimo grandinėje DT bazės B valdymo srovės I_B šaltiniu atveju, šios schemos dinaminės savybės yra nulemtos laiko trukmės konstantos $\tau_{ef B}$, kuri dažniausiai yra daug didesnė už lėkio trukmę $t_{d B}$ (1.240) ($\tau_{ef B} \gg t_{d B}$). Todėl iš čia ir (1.235), bei (1.244), kyla sąlyga: $\omega_\beta \leq \omega_\alpha$.

Iš (1.243) jau žinomu būdu gauname:

$$\left. \begin{aligned} \beta(\omega) &= \{[\text{Re}\beta(j \cdot \omega)]^2 + [\text{Im}\beta(j \cdot \omega)]^2\}^{1/2} = \beta_0/[1 + (\omega/\omega_\beta)^2]^{1/2}, \\ \varphi_\beta(\omega) &= \text{arctg}[\text{Im}\beta(j \cdot \omega)/\text{Re}\beta(j \cdot \omega)] - \pi = \\ &= -\text{arctg}\{[\sin A + (\omega/\omega_\beta) \cdot \cos A]/[\cos A - (\omega/\omega_\beta) \cdot \sin A]\} - \pi. \end{aligned} \right\} \quad (1.245)$$

Iš (1.245) apskaičiuotos amplitudės $\beta(\omega)$ bei fazės $\varphi_\beta(\omega)$ dažninės priklausomybės yra analogiškos atitinkamoms dažninėms priklausomybėms $\alpha(\omega)$ ir $\varphi_\alpha(\omega)$, pateiktoms 1.77 pav. atitinkamai a ir b, kur $\varphi_\beta(\omega)$ vertės yra atidedamos nuo $-\pi \text{ rad}$ arba -180° vertės.

Be jau minėtų DT ribinių dažnių ω_α ir ω_β , dažnai yra vartojamas ribinis dažnis ω_T , kuris yra prilyginamas dažniui ω , kai $\beta(\omega_T) = 1$. Taikydami šią sąlygą iš (1.245) randame:

$$\beta(\omega_T) = \beta_0/[1 + (\omega_T/\omega_\beta)^2]^{1/2} = 1,$$

ir iš čia gauname BE scheme DT bazės B srovės I_B stiprinimo ribinio dažnio išraišką:

$$\omega_T = \omega_\beta \cdot (\beta_0^2 - 1)^{1/2} \cong \beta_0 \cdot \omega_\beta. \quad (1.246)$$

Kita vertus, iš (1.245), esant $\omega > 3 \cdot \omega_\beta$, galima parašyti:

$$\beta(\omega) \cong \beta_0/(\omega/\omega_\beta) = \omega_T/\omega, \quad (1.246a)$$

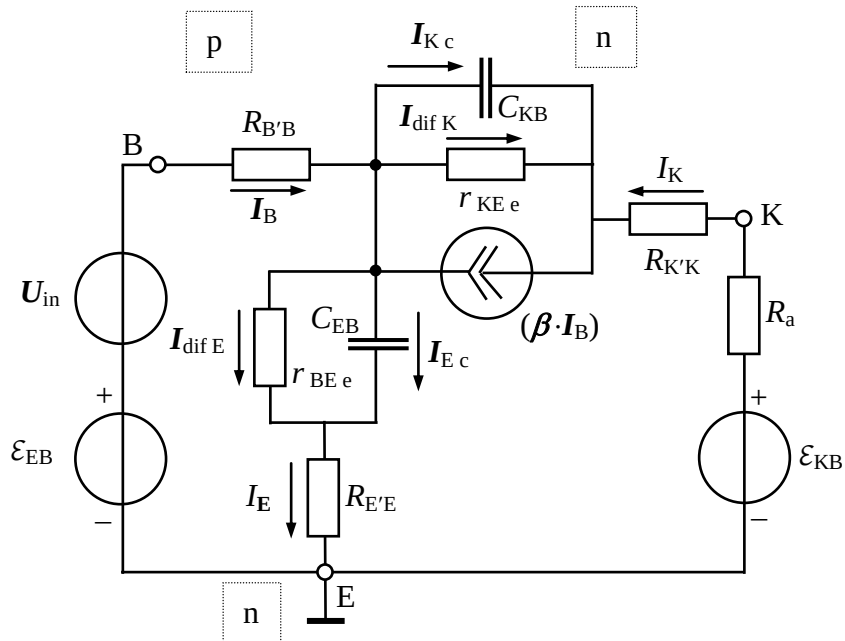
ir iš čia randame:

$$\omega_T \cong \beta(\omega) \cdot \omega, \quad \text{kai } \omega_T > \omega > 3 \cdot \omega_\beta. \quad (1.247)$$

Gauta ω_T išraiška (1.247) leidžia BE schemeje lengvai išmatuoti DT bazės B srovės I_B stiprinimo ribinį dažnį ω_T . Ribinio dažnio ω_T matavimo grandinėje, be matavimo dažnio ω sąlygos (1.247), būtina tenkinti srovės šaltinio sąlygą poveikio signalo šaltiniui bazės B grandinėje ir labai mažos ominės varžos R_K kolektoriaus K grandinėje sąlygą $R_K < 5 \Omega$. Kita vertus, srovės I_B stiprinimo ribinį dažnį ω_T galima nusakyti signalo vėlinimo laiko t_{EK} trukmės konstantą $\tau_{EK} = t_{EK}/2$, čia t_{EK} – signalo sklidimo laikas tranzistoriuje nuo emiterio E iki kolektoriaus K, ir tokiu atveju ribinis dažnis ω_T yra išreiškiamas taip:

$$\omega_T = 1/\tau_{EK}, \quad \text{čia} \quad \tau_{EK} = \tau_e + \tau_b + \tau_k + \tau_{dK}. \quad (1.248)$$

Į BE arba BK grandines įjungto ir normalioje veikoje veikiančio DT ekvivalentinė schema su joje įskaitytomis tranzistoriaus emiterio E, bazės B ir kolektoriaus K pasyviųjų sričių atitinkamomis varžomis $R_{E'E}$, $R_{B'B}$ ir $R_{K'K}$ yra parodyta 1.81 pav., kuriame pastoviųjų įtampų maitinimo šaltinių $\mathcal{E}_{EB}$ ir $\mathcal{E}_{KB}$ poliaringumai atitinka n–p–n tranzistoriaus normaliąją veiką.

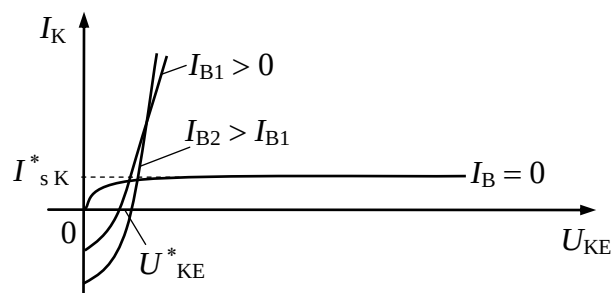


1.81 pav. Į bendro emiterio (BE) arba į bendro kolektoriaus (BK) grandines įjungto ir normalioje veikoje veikiančio dvipolio tranzistoriaus ekvivalentinė schema

Anksčiau nagrinėdami įvairių pagrindinių radiotechninių elementų elektrines savybes parodėme, kad rezistoriuje R kintamosios srovės I_R ir įtamos U_R fazės sutampa (1.3). Todėl šią savybę patogu taikyti nustatant DT įvairių jungimo grandinių fazines charakteristikas, nes žemų dažnių diapazone $\omega \ll \omega_{\alpha, \beta}$, DT įėjimo ir išėjimo varžos R_{in} ir R_{is} yra omino pobūdžio, nes jų menamasis sandas yra artimas 0. Palyginę DT ekvivalentines schemas 1.76 pav. ir 1.81 pav., matome, jog apeinant bendru kontūrų įėjimo ir išėjimo grandines įėjimo srovės I_E arba I_B kryptimi, kolektoriaus srovės I_K kryptis BB schemeje (1.76 pav.) sutampa su įėjimo srovės I_E emiterio E kryptimi, o BE schemeje (1.81 pav.) – yra priešinga įėjimo srovės I_B bazėje B kryptiai. Todėl BB schemeje išėjimo signalo U_{is} fazė φ_{is} sutampa su įėjimo signalo U_{in} faze φ_{in} ($\Delta\varphi = \varphi_{is} - \varphi_{in} = 0$), o BE schemeje U_{is} ir U_{in} yra priešingų fazių ($\Delta\varphi = -180^\circ$ arba $-\pi$ rad). BK schemeje (1.81 pav.) įėjimo grandinės I_B atžvilgiu išėjimo srovės I_E kryptis sutampa su įėjimo srovės I_B kryptimi. Todėl ši schema išėjimo signalo U_{is} fazės nepasuka ($\Delta\varphi = 0$). Čia būtina prisiminti, kad ekvivalentinėse DT schemose

(1.76 pav. ir 1.81 pav.) kintamųjų srovių I_B , I_E ir I_K kryptys turi sutapti su atitinkamomis pastoviųjų srovių $I_{B=}$, $I_{E=}$ ir $I_{K=}$ kryptimis, t. y. visais atvejais turi būti tenkinama srovių balanso sąlyga: $I_E = I_B + I_K$ ir $I_{E=} = I_{B=} + I_{K=}$ (1.108).

Anksčiau, nagrinėdami fizikinius procesus dvipolio tranzistoriaus bazėje B, parodėme, kad į BB grandinę įjungto ir normalioje veikoje veikiančio dvipolio tranzistoriaus pastovioji kolektoriaus K srovė $I_K = I_E - I_B > 0$ net ir tada, kai $U_{KB} = 0$ nes ir šiuo atveju kolektorinė p–n sandūra dėl joje esančio vidinio elektrinio lauko $\vec{E}_{pn0(K)} > 0$, atlieka šalutinių krūvininkų ekstrakciją iš bazės B srities į kolektoriaus K sritį. Ši situacija pasikeičia iš esmės, kai DT yra įjungtas į BE schemą (1.53 pav., b). Šiuo atveju, kai įtampa $U_{KE} = 0$ ir įtampa $U_{BE} > 0$, n–p–n DT abi p–n sandūros yra įjungtos tiesiogine kryptimi, nes įtampa $U_{BK} = U_{BE} - U_{KE} > 0$, todėl DT kolektorinės p–n sandūros suminis vidinis laukas $E_{pn(K)} = \vec{E}_{pn0(K)} - E_{U_{KE}} \approx 0$. Esant šiai situacijai DT praranda bazės B srovės I_B stiprinimo savybę ir per kolektorių K bei emiterį E teka beveik vienodos tiesioginės srovės $|I_K| \cong |I_E| \cong I_B/2 \ll I_{E,K}$. Akivaizdu, kad šiuo atveju kolektoriaus K srovė $-I_K$, t. y. teka priešinga kryptimi, negu normalioje veikoje, kai $U_{KE} > 0$ n–p–n DT atveju, ir kai $U_{KE} < 0$ p–n–p DT atveju. Ši situacija yra pavaizduota 1.82 pav.



1.82 pav. Dvipolio n–p–n tranzistoriaus išėjimo VACH pradinė sritis bendro emiterio (BE) jungimo schemeje, kai įtampa $U_{KE} \Rightarrow 0$

1.82 pav. yra parodyta n–p–n tranzistoriaus išėjimo VACH pradinė sritis BE jungimo schemeje, kai įtampa $U_{KE} \Rightarrow 0$.

Iš 1.82 pav. matome, kad kolektoriaus-emiterio įtampai U_{KE} didėjant nuo nulio užtvarine kryptimi, kai $U_{KE} \geq 0$, neigiamos srovės $-I_K$ modulis I_K mažėja ir tampa lygus nuliui tik pasiekus tam tikrą užtvarinės įtampos U_{KE} vertę $U_{KE}^* \cong 0,1-0,2$ V (Si). Kai įtampa $U_{KE} \geq U_{KE}^*$, DT kolektorinė p–n sandūra iš atidarytos būsenos pereina į uždarytą būseną, nes $U_{KB} \geq 0$ – n–p–n tranzistoriaus atveju, ir pradeda veikti šalutinių krūvininkų ekstrakcija iš bazės B srities į kolektoriaus K sritį – susidaro bazės B srovės I_B stiprinimo efektas, nes $\beta_o > 1$, ir šiuo atveju turime tipinę DT išėjimo VACH BE jungimo schemeje (1.61 pav., b).

Dvipolio tranzistoriaus *pagrindiniai parametrai* yra šie:

$I_{K \max}$ – didžiausioji (maksimali) pastovioji kolektoriaus srovė;

$I_{B \max}$ – maksimali pastovioji bazės srovė;

I_{sE}^* – emiterinės p–n sandūros atgalinė soties srovė, esant trumpajam jungimui kolektorinėje p–n sandūroje, kai $U_{KB} = 0$;

I_{sK}^* – kolektorinės p–n sandūros atgalinė soties srovė, esant trumpajam jungimui emiterinėje p–n sandūroje, kai $U_{EB} = 0$;

$I_{sK(e)}$ – kolektoriaus–emiterio atgalinė soties srovė, kai $I_B = 0$;

$U_{KB \max}$ – pramušimo įtampa tarp kolektoriaus ir bazės, kai $I_E = 0$;

$U_{EB \max}$ – pramušimo įtampa tarp emiterio ir bazės, kai $I_K = 0$;

$U_{KE \max}$ – pramušimo įtampa tarp kolektoriaus ir emiterio, kai $I_B = 0$;

$P_{K \max}$ – kolektoriaus išspinduliuojama maksimali pastovioji galia;

$T_{\max}$ – korpuso (puslaidininkinio kristalo) maksimali temperatūra;

$\beta_{o \max}$, $\beta_{o \min}$ – atitinkamai maksimali, minimali pastoviosios bazės srovės I_B stiprinimo koeficiento vertė BE schemeje;

$\omega_{T \max} = 2 \cdot \pi \cdot f_{T \max}$ – į BE schemą įjungto tranzistoriaus bazės srovės I_B stiprinimo ribinio dažnio maksimali vertė;

C_{EB0} – emiterinės p–n sandūros barjerinė talpa, kai $U_{EB} = 0$;

C_{KB0} – kolektorinės p–n sandūros barjerinė talpa, kai $U_{KB} = 0$;

$\tau_{k0} = (R_B + R_K) \cdot C_{KB0} \cong R_B \cdot C_{KB0}$ – kolektoriaus trukmės konstanta, kai $U_{KB} = 0$ ir $I_B = 0$.

Be jau anksčiau aprašytų DT ribinių dažnių ω_α , ω_β ir ω_T , yra naudojamas DT kokybės koeficientas K_ω :

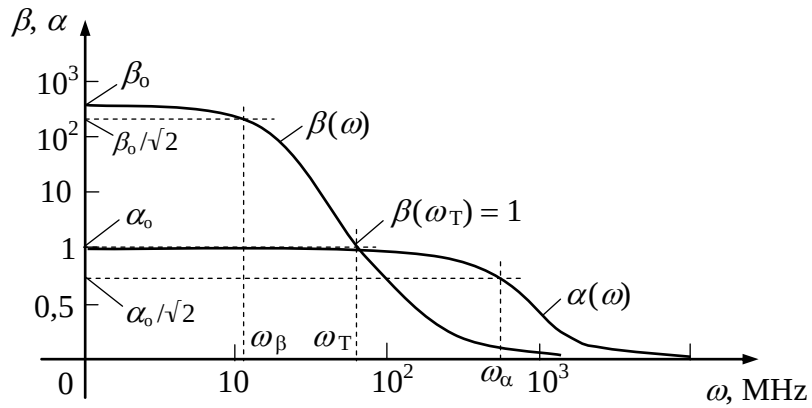
$$K_\omega = (\omega_{\max} / \omega)^2, \quad (1.249)$$

čia $\omega_{\max} = 2 \cdot \pi \cdot f_{\max}$ – DT su teigiamu grįžtamoju ryšiu maksimalus generacijos dažnis, kai $\omega = \omega_{\max}$ ir $K_p(\omega_{\max}) = 1$, ir iš čia:

$$\omega_{\max} = [(\alpha_0 \cdot \omega_T) / (8 \cdot \pi \cdot \tau_k)]^{1/2}. \quad (1.250)$$

Kokybės koeficientas K_ω savo verte yra lygus galios stiprinimo koeficientui $K_p = |U_{i\beta}| / |U_{in}| \equiv K_\omega$, kai poveikio U_{in} pasirinktam dažniui ω teigiamas grįžtamasis ryšys tranzistoriuje yra visiškai kompensuotas išorine neigiamo grįžtamojo ryšio grandine.

Aprašytų DT ribinių dažnių ω_α , ω_β ir ω_T palyginimui 1.83 pav. yra parodytos DT koeficientų $\alpha(\omega)$ ir $\beta(\omega)$ dažninės priklausomybės, kai į BB schemą įjungto DT emiteris E arba į BE schemą įjungto DT bazė B yra valdomi atitinkamu įėjimo poveikio srovės šaltiniu $|I_E| = \text{const}$ arba $|I_B| = \text{const}$.



1.83 pav. Koeficientų $\alpha(\omega)$ ir $\beta(\omega)$ dažninės priklausomybės, kai dvipolio tranzistoriaus emiteris E bendros bazės schemoje (BB) arba bazė B bendro emiterio schemoje (BE) yra valdomi atitinkamu įėjimo poveikio srovės šaltiniu $|I_E| = \text{const}$ arba $|I_B| = \text{const}$

Iš 1.83 pav. pateiktų grafikų matome, jog DT ribiniams dažniams ω_α , ω_β ir ω_T galioja nelygybės:

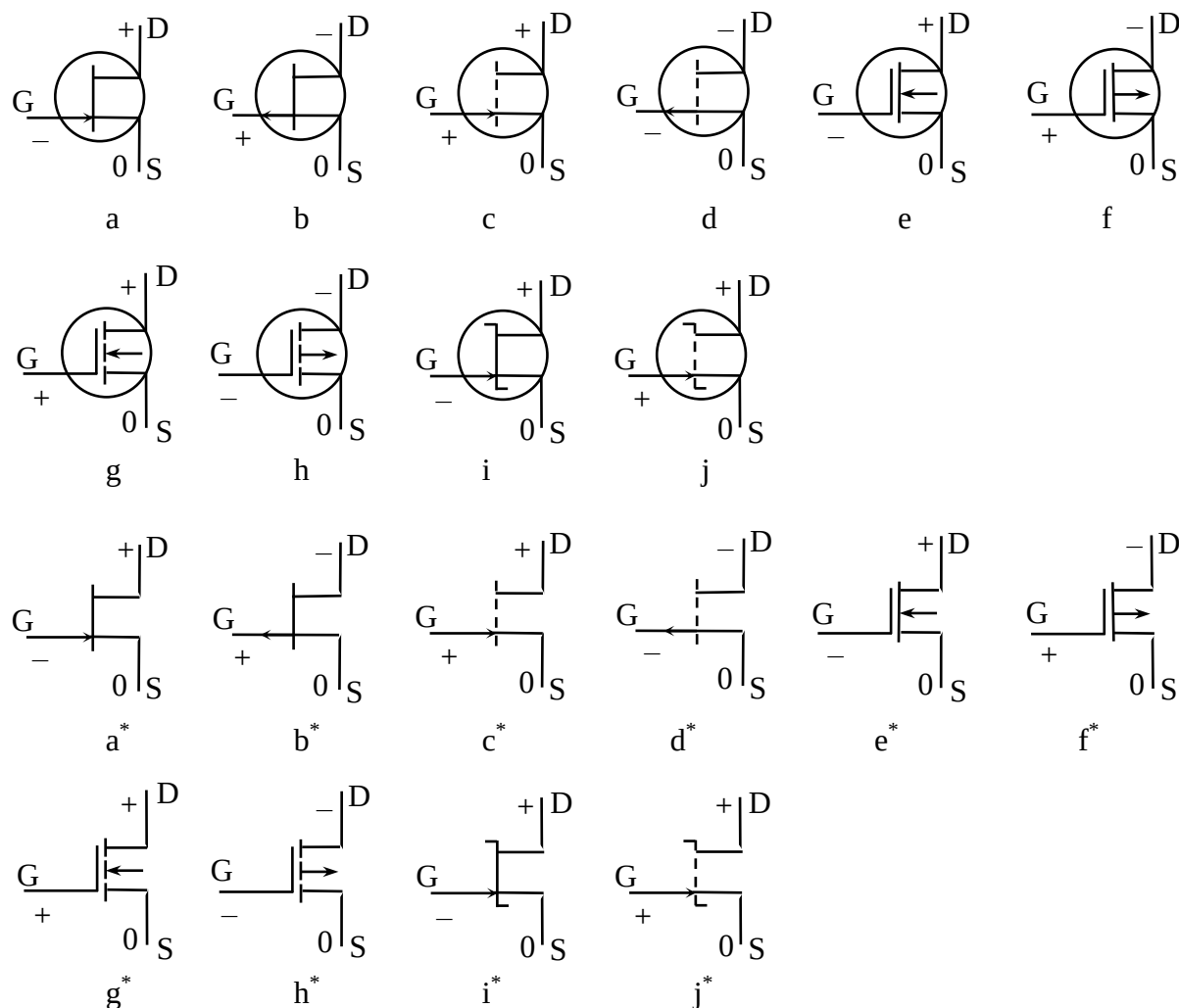
$$\omega_\beta < \omega_T < \omega_\alpha, \quad \text{arba} \quad f_\beta < f_T < f_\alpha. \quad (1.251)$$

Kita vertus, iš (1.251) matome, kad visais atvejais dvipolio tranzistoriaus dažninės savybės yra geresnės BB jungimo schemoje. Tačiau čia turime pasakyti, jog šios grandinės atveju BB schemos įėjimo varža R_{inb} yra santykinai labai maža (2-oji lentelė), ir tai sudaro tam tikrų keblumų konstruojant įvairius elektroninius įrenginius su dvipoliais tranzistoriais.

Čia pasakysime, kad dvipolio tranzistoriaus fizikinė veikia ir lemia jo pavadinimą, o būtent – dviejų tipų krūvininkų elektronu n ir skylių p judėjimas, bei jų tarpusavio sąveika.

1.3.2. Vienpolis (unipoliarinis, lauko) tranzistorius

Vienpolis (unipoliarinis, lauko) tranzistorius (VT) – puslaidininkinis įtaisas, kurio pagrindinė paskirtis, kaip ir dvipolio tranzistoriaus, yra stiprinti kintamųjų elektrinių signalų galią $p = u \cdot i > 1$. Kita esminė paskirtis – pastoviąją įtampą $U_{\sim}$ arba (ir) srovę $I_{\sim}$ keisti atitinkamai į kintamąją įtampą $U_{\sim}(u(t))$ arba (ir) srovę $I_{\sim}(i(t))$. Vienpolio tranzistoriaus (toliau tekste – VT) grafiniai simboliai yra parodyti 1.84 pav., ir čia: a–j atitinka europinį standartą, o a*–j* – amerikietiškojį standartą.



1.84 pav. Vienpolio (lauko) tranzistoriaus (VT) grafiniai simboliai, čia: a–j – atitinka europinį standartą, o a*–j* – amerikietiškojį standartą, ir ženklais „+“, bei „–“ pažymėti normalios veikos įtampų poliškumai, atžvilgiu 0 potencialo

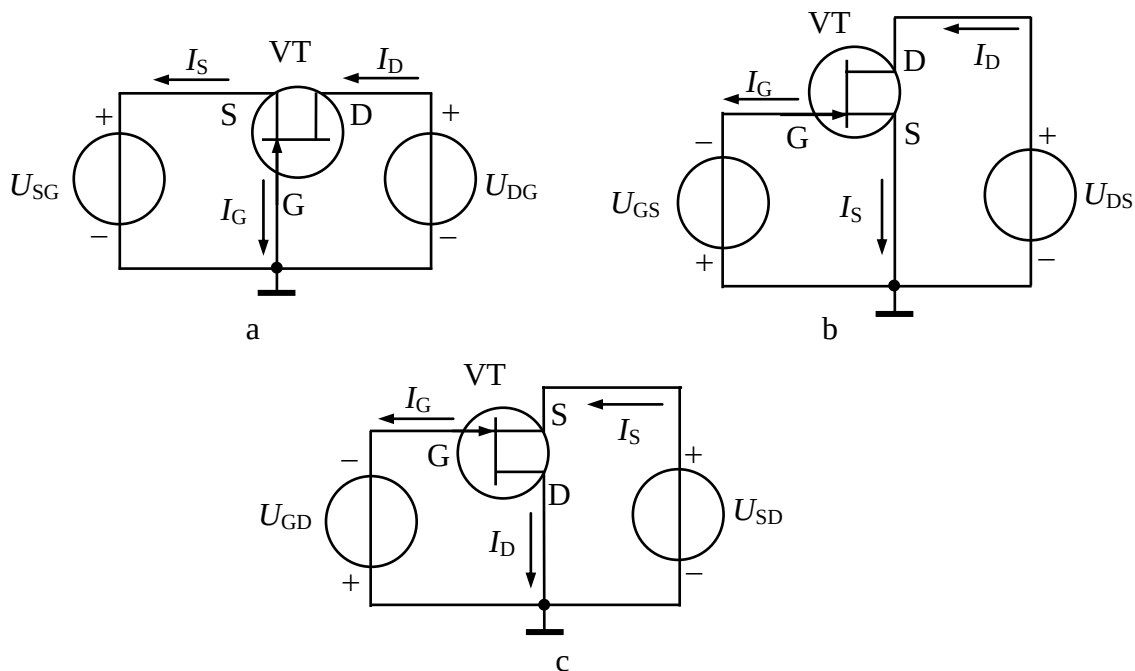
1.84 pav. parodytuose grafiniuose simboliuose VT išvadai – kontaktai yra pažymėti taip: G – užtūra, S – ištaka ir D – santaka. Šie žymenys atitinka angliško žodžių: *Gate*, *Source* ir *Drain* pirmasias raides.

1.84 pav., a ir b, (a* ir b*), yra pavaizduoti atidarytieji n– ir p– kanalo VT su p–n sandūros valdančiąja užtūra (n– arba p– kanalo atidarytasis sandūrinis VT); c ir d (c* ir d*) – uždarytieji n– ir p– kanalo VT su p–n sandūros valdančiąja užtūra (n– arba p– kanalo uždarytasis sandūrinis VT); e ir f (e* ir f*) – įterpto n– ir p– kanalo VT su izoliuota valdančiąja užtūra; g ir h (g* ir h*) – indukuoto n– ir p– kanalo VT su izoliuota užtūra; i ir i* – atidarytasis n– kanalo VT su Šotkio sandūros valdančiąja užtūra (n– kanalo sandūrinis Šotkio VT), o j ir j* – atitinkamai uždarytasis n– kanalo Šotkio VT.

VT su izoliuota užtūra G dažniausiai yra padarytas metalo M– oksido O– puslaidininkio P– arba metalo M– dielektriko D– puslaidininkio P– darinių pavidalo, todėl tokie VT yra vadinami MOP arba MDP tranzistoriais. Taigi, matome, kad, nors VT yra labai įvairių, juos galima suskirstyti pagal užtūros G konstrukciją į tris grupes – sandūriniai VT, MOP (MDP) VT ir sandūriniai Šotkio VT. MOP (MDP) VT, savo ruožtu, yra skirstomi į du pogrupius – indukuotojo ir įterptojo kanalo VT.

VT pagrindinėms elektrinėms savybėms išsiaiškinti nagrinėsime n– kanalo VT, nes p– kanalo VT atveju skirsis tik pastoviųjų įtampų poliaringumai ir srovių kryptys atitinkamuose jo išvaduose (kontaktuose).

1.85 pav. yra parodytos trys atidarytojo n– kanalo sandūrinio VT jungimo grandinės, skirtos matuoti VACH: a – bendros užtūros (BU), b – bendros ištakos (bendraištakė) (BI) ir c – bendros santakos (BS).



1.85 pav. Atidarytojo n– kanalo sandūrinio VT jungimo grandinės, skirtos matuoti VACH: a – bendros užtūros (BU), b – bendros ištakos (bendraištakė) (BI) ir c – bendros santakos (BS)

1.85 pav. taip pat yra parodyti atitinkamų pastoviųjų įtampų šaltinių U_{ij} (arba $U_{ij} =$) jungimo poliaringumai ir tekančių srovių I_m kryptys atitinkamuose VT išvaduose, čia: ij – atitinkamos poros išvadų G, S ir D indeksai; m – atitinkamų srovių išvaduose G, S ir D indeksas. Taip pat 1.85 pav. parodytose atidarytojo n– kanalo sandūrinio VT jungimo grandinėse atitinkamų pastoviųjų įtampų šaltinių U_{ij} poliaringumai atitinka normalią VT veiką – užtūros G valdančioji p–n sandūra yra įjungta atgaline kryptimi. Matome, jog visose VT jungimo schemose pastoviosios įtampos šaltinių U_{ij} poliaringumai parinkti taip, kad užtūros G p–n sandūra būtų įjungta atgaline kryptimi. Pagrindinė VT savybė yra jo santakos D srovės I_D priklausomybė nuo užtūros G–ištakos S įtampos U_{GS} , kai $|U_{DS}| > 0$ ir $U_{DS} = \text{const}$. Ši pastoviosios srovės I_D priklausomybė nuo U_{GS} yra nusakoma VT *perdavimo charakteristika* $I_D(U_{GS})$, esant pasirinktai $U_{DG} = \text{const}$, ir ši funkcija priklauso nuo VT konstrukcijos 1.84 pav.

VT stiprinimo savybės lemia diferencialinis parametras S – VT *statumas*, kurio vertę nustato kintamajam signalui iš perdavimo charakteristikos $I_D(U_{GS})$ pastoviajai srovei tranzistorius veikia taške $\{U_{GSj}, I_{Dj}\}$, kai $U_{DS} = \text{const}$:

$$S = \left. \partial I_D / \partial U_{GS} \right|_{U_{DS} = \text{const}} = \left. [I_D(U_{GS})]' \right|_{\{U_{GSj}, I_{Dj}\}} = I_{0D} / U_{0GS}, \quad (1.252)$$

čia: I_{oD} ir U_{oGS} – atitinkamų kintamųjų – harmoninių signalų amplitudės, kurių vertės turi tenkinti *mažo signalo sąlyga*: $I_{oD} \ll I_{Dj}$ ir $U_{oGS} \ll U_{GSj}$, kai pokyčiai ∂I_D ir ∂U_{GS} (arba ΔI_D ir ΔU_{GS}) bendru atveju gali būti skirtingų ženklų.

Visose VT jungimo schemose (1.85 pav.) pastoviosioms srovėms I_D ir I_S galioja srovių balanso lygtys:

$$I_D \cong I_S, \quad (1.253)$$

$$I_G = I_S \cong 0, \quad (1.254)$$

čia: I_S – užtūros G (p–n sandūros) atgalinė soties srovė ((1.74), (1.75)), kurios vertę pasirenkame beveik lygią nuliui.

Bendros užtūros schemoje (BU) (1.85 pav., a) įėjimo srovė yra I_S , o išėjimo – I_D . Todėl šios grandinės pastoviosios ir kintamosios srovių perdavimo koeficientai atitinkamai K_{Ig} ir K_{ig} , yra išreiškiami taip:

$$K_{Ig} = I_D/I_S \cong 1, \quad (1.255)$$

$$K_{ig} = \partial I_D / \partial I_S \Big|_{U_{DS} = \text{const}} = I_{oD}/I_{oS} \cong 1, \quad (1.255a)$$

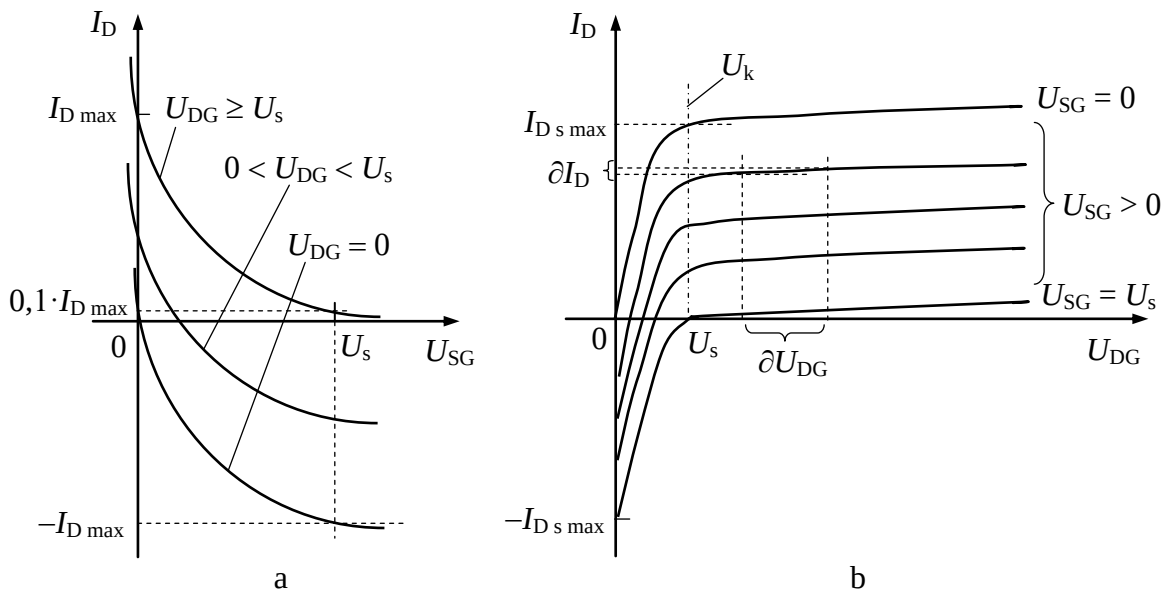
čia apytikslė lygybė yra parašyta atsižvelgiant į sąlygą (1.254), ir kintamojo signalo atveju, esant mažiems dažniams $\omega \Rightarrow 0$, kai galima nepaisyti užtūros G talpos C_G slinkties srovės $I_{CG} \cong 0$.

BU grandinėje (1.85 pav., a) VT veikai nusakyti yra naudojamos:

perdavimo charakteristika: $I_D(U_{SG})$, esant pasirinktai $U_{DG} = \text{const}$;

išėjimo VACH: $I_D(U_{DG})$, esant pasirinktai $U_{SG} = \text{const}$.

Čia pasakytina, kad vienpolis tranzistorius BI ir BS schemose neturi įėjimo VACH, nes $I_G \cong 0$. Tačiau BU schemoje $I_S \geq 0$ ir todėl šioje schemoje VT turi įėjimo VACH, kuri yra tokia pati, kaip ir išėjimo VACH, nes $I_D = I_S$. Todėl visose VT jungimo schemose *nagrinėsime tik perdavimo bei išėjimo VACH*. Taigi, 1.86 pav., a ir b, yra parodytos atitinkamos BU schemoje n–kanalo atidarytojo sandūrinio VT perdavimo charakteristika $I_D(U_{SG})$ ir išėjimo VACH $I_D(U_{DG})$.



1.86 pav. Bendros užtūros (BU) schemoje atidarytojo n–kanalo sandūrinio vienpolio tranzistoriaus (VT) perdavimo charakteristika $I_D(U_{SG})$ (a) ir išėjimo VACH $I_D(U_{DG})$ (b)

Atidarytojo kanalo sandūrinio VT perdavimo charakteristika $I_D(U_{SG})$ BU schemeje, kai yra tenkinama sąlyga $0 \leq U_{SG} \leq U_s$, yra išreiškiama šia aproksimacija:

$$I_D \cong I_{D \text{ s max}} \cdot \{ [1 - (|U_{SG}|/|U_s|)]^2 - 1 + (|U_{DG}|/|U_s|) \}, \quad (1.256)$$

čia: $0 \leq |U_{SG}| \leq |U_s|$ ir $0 \leq |U_{DG}| \leq |U_s|$; U_s – slenkstinė užtūros G įtampa, kuriai esant atidarytojo kanalo sandūrinio VT kanalas yra visiškai uždarytas – užtūros G p–n sandūros nuskurdinta sritis visiškai užpildo kanalo sritį, o uždarytojo kanalo atveju atvirkščiai – kanalas yra truputi atidaromas – pradaromas, ir juo teka $I_D \cong 0,1 \cdot I_{D \text{ s max}}$; $I_{D \text{ s max}}$ – santakos D srovė, kai įtampa $U_{SG} = 0$ ir $U_{DG} \geq U_s$, ir iš čia įtampą U_s galima apibrėžti kaip įtampos vertę, kuriai esant santakos srovė $I_D = 0,1 \cdot I_{D \text{ s max}}$, kai $U_{DG} \geq U_s$.

Akivaizdu, kad normalios veikos metu sandūrinio VT užtūros G p–n sandūra BU schemeje negali būti atidaryta: n– kanalo atveju $U_{SG} \geq 0$. Todėl BU schemeje srovė $I_{D \text{ s max}}$ kartu yra didžiausia santakos D srovė.

Iš VT perdavimo charakteristikos (1.256) BU schemeje randame tranzistoriaus *diferencialinį statumą* S_g kintamajai srovei, kai $U_{DG} = \text{const}$ (čia ir toliau laikome, jog kintamojo poveikio – harmoninio signalo U_{in} dažnis ω yra pakankamai mažas, kad būtų galima nepaisyti užtūros G talpos C_G slinkties srovės $I_{CG} \cong 0$):

$$\begin{aligned} S_g &= \partial I_D / \partial U_{SG} \Big|_{U_{DS} = \text{const}} = [I_D(U_{SG})]' \Big|_{\{U_{SGj}, I_{Dj}\}} = I_{0D} / U_{0SG} \cong \\ &\cong 2 \cdot I_{D \text{ s max}} \cdot (|U_{SG}| - |U_s|) / U_s^2 = |S_g| = 2 \cdot (I_{D \text{ s max}} \cdot I_D)^{1/2} / |U_s|, \end{aligned} \quad (1.257)$$

čia: $0 \leq |U_{SG}| \leq |U_s|$ ir $U_{DG} = \text{const}$, o indeksas j nurodo T veikos taško $\{U_{SGj}, I_{Dj}\}$ vietą.

Iš (1.257) matome, jog VT statumas S_g didėja, didėjant santakos D pastoviajai srovei I_D . Todėl yra įtraukiamas $S_{g \text{ max}}$, kai $I_D = I_{D \text{ s max}}$, ir iš (1.257) randame:

$$S_{g \text{ max}} \cong 2 \cdot I_{D \text{ s max}} / |U_s|. \quad (1.258)$$

Gauta išraiška (1.258) yra labai patogi įtampai U_s nustatyti, nes VT parametrai $S_{g \text{ max}}$ ir $I_{D \text{ s max}}$ yra lengvai išmatuojami, kai $U_{SG} = 0$.

Iš VT išėjimo VACH (1.86 pav., b) matyti, kad esant mažoms U_{DG} vertėms $0 \leq U_{DG} \leq U_k$ – išėjimo VACH kreivės $U_{SG} = \text{const}$ lūžio vietos įtampa, santakos D srovė I_D didėja proporcingai įtampai U_{DG} ir todėl VT elgiasi kaip *kintamasis rezistorius*, kurio varža R_{DGg} pastoviai srovei I_D yra keičiama įėjimo įtampos U_{SG} verte. Ši išėjimo VACH dalis, kai $U_{DG} \leq U_k = U_s$, yra išreiškiama taip:

$$I_D = I_{D \text{ s max}} \cdot [|U_{DG}| \cdot (2 \cdot |U_s| - |U_{DG}|) - |U_{SG}| \cdot |U_s|] / U_s^2, \quad (1.259)$$

čia: $0 \leq |U_{DG}| \leq |U_s|$ ir $0 \leq |U_{SG}| \leq |U_s|$.

Lygtimi (1.259) aprašoma VT išėjimo VACH dalis yra vadinama *pradine sritimi*, kurioje santakos srovė I_D beveik vienodai priklauso ir nuo įtampos U_{DG} , ir nuo įtampos U_{SG} . Išėjimo VACH sritis už įtampos U_k vertėmis nusakomų lūžio vietų $|U_{DG}| \geq |U_k|$ yra vadinama *sąsmaukos sritimi*. Joje santakos D srovė I_D priklauso tik nuo įtampos U_{SG} ir labai mažai nuo įtampos U_{DG} . Iš čia matome, jog įtampos U_k vertė nurodo ribą tarp išėjimo VACH pradinės ir sąsmaukos sričių.

BU schemeje nagrinėjant VT įėjimą U_{SG} , kaip įėjimo įtampos šaltinio U_{SG} apkrovą, ir išėjimo grandinėje D–G esant įjungtam įtampos šaltiniui U_{DG} , kurio vidaus varža $R_i = 0$, yra pasitelkiama VT įėjimo varža R_{SGg} pastoviai srovei ir diferencialinė įėjimo varža r_{SGg} kintamajai srovei, kurių vertės yra:

$$\left. \begin{aligned} R_{SGg} &= |U_{SG}| / I_s, \\ r_{SGg} &= \partial U_{SG} / \partial I_s \Big|_{U_{DG} = \text{const}} = U_{0SG} / I_{0s}, \end{aligned} \right\} \quad (1.260)$$

čia: $U_{DG} = \text{const}$.

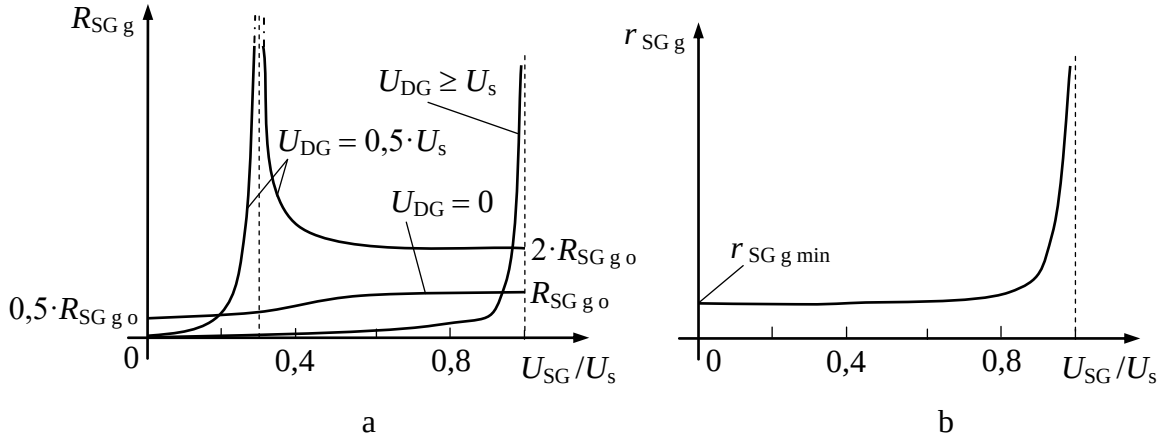
Iš (1.254)–(1.258) ir (1.260), randame:

$$R_{SG\ g} = |U_{SG}| / \{ |I_{D\ s\ max}| \cdot \{ [1 - (|U_{SG}|/|U_s|)]^2 - [1 - (|U_{DG}|/|U_s|)] \} \}, \quad (1.261)$$

$$r_{SG\ g} = 1/|S_g| = U_s^2 / [2 \cdot I_{D\ s\ max} \cdot (|U_s| - |U_{SG}|)]. \quad (1.261a)$$

čia: $0 \leq |U_{SG}| \leq |U_s|$.

Iš (1.261) ir (1.261a) apskaičiuotos VT varžų $R_{SG\ g}$ ir $r_{SG\ g}$ priklausomybės nuo įtampos U_{SG} , kai $R_{SG\ g\ 0} = |U_s|/I_{D\ max}$, yra parodytos 1.87 pav., atitinkamai a ir b.



1.87 pav. Bendros užtūros (BU) schemoje atidarytojo n–kanalo sandūrinio vienpolio tranzistoriaus iš (1.261) apskaičiuotos varžų $R_{SG\ g}$ (a) ir $r_{SG\ g}$ (b) priklausomybės nuo įtampos U_{SG}

Iš 1.87 pav. pateiktų grafikų matome, jog priklausomybės $R_{SG\ g}(U_{SG})$ kitimo pobūdis labai priklauso nuo įtampos U_{DG} ir VT varža $R_{SG\ g}(U_{SG})$ kinta intervale $0-\infty$, o diferencialinė varža $r_{SG\ g}(U_{SG})$ – intervale $r_{SG\ g\ min}-\infty$, čia:

$$r_{SG\ g\ min} = |U_s| / (2 \cdot I_{D\ s\ max}). \quad (1.262)$$

Kita vertus, iš 1.87 pav., a, pateiktų grafikų matome, jog priklausomybės $R_{SG\ g}(U_{SG})$ kitimo pobūdis turi labai ryškią smailę, kai $U_{DG} \leq U_s$. Ši VT įėjimo varžos $R_{SG\ g}$ savybė gali būti panaudota parametriniuose įrenginiuose, kaip *rezistorinis varistorius* $R(U_{SG})$, kurio varžos kitimo dažnis $\omega_R = 2 \cdot \omega_M$ – yra dvigubai didesnis už poveikio signalo U_M – moduliuojančiojo signalo dažnį ω_M .

BU schemoje nagrinėjant VT išėjimą U_{DG} , kaip kintamosios įtampos šaltinio $U_{DG} \sim$ apkrovą, ir įėjimo grandinėje G-S esant įjungtam įtampos šaltiniui U_{SG} , kurio vidaus varža $R_i = 0$, yra įtraukiama diferencialinė išėjimo varža $r_{DG\ g}$:

$$r_{DG\ g} = \partial U_{DG} / \partial I_D \Big|_{U_{SG} = \text{const}} = U_{0\ DG} / I_{0\ D}, \quad (1.263)$$

čia būtina sąlyga $U_{SG} = \text{const}$.

Iš (1.259) ir (1.263) randame VT varžos $r_{DG\ g}$ vertę išėjimo VACH pradinėje srityje:

$$\begin{aligned} r_{DG\ g} &= U_s^2 / [2 \cdot I_{D\ s\ max} \cdot (|U_s| - |U_{DG}|)] = \\ &= |U_s| / \{ 2 \cdot I_{D\ s\ max} \cdot [1 - (|U_{DG}|/|U_s|)] \}, \end{aligned} \quad (1.264)$$

čia: $0 \leq |U_{DG}| \leq |U_s|$.

Palyginę (1.264) ir (1.261) matome, kad priklausomybė $r_{DG\ g}(U_{DG})$ yra analogiška priklausomybei $r_{SG\ g}(U_{SG})$ (1.87 pav., b) ir $r_{DG\ g\ min} = r_{SG\ g\ min}$ (1.262). Kai $|U_{DG}| \geq |U_s|$, VT diferencialinė išėjimo varža $r_{DG\ g} = \infty$ visoje išėjimo VACH sąsmaukos srityje (1.86 pav., b).

BU jungimo schemoje (1.85 pav., a) VT išėjimo varža $R_{DG\ g}$ pastoviai srovei išėjimo VACH pradinėje srityje ($|U_{DG}| \leq |U_s|$), kai įėjimo grandinėje U_{SG} yra įjungtas įtampos šaltinis

U_{SG} , kurio vidaus varža $R_i = 0$, yra parašoma taip:

$$R_{DG\ g} = |U_{DG}|/I_D, \quad \text{kai } 0 \leq |U_{DG}| \leq |U_k| = |U_s|, \quad (1.265)$$

ir iš (1.259) bei (1.265) randame:

$$R_{DG\ g} = (U_s^2 |U_{DG}|) / \{I_{D\ s\ max} \cdot [|U_{DG}| \cdot (2 \cdot |U_s| - |U_{DG}|) - |U_{SG}| \cdot |U_s|]\}, \quad (1.266)$$

čia: $0 \leq |U_{DG}| \leq |U_k| = |U_s|$.

Riboje tarp pradinės ir sąsmaukos išėjimo VACH sričių (brūkšninė-taškinė linija U_k – 1.86 pav., b), kur $|U_{DG}| = |U_s|$, gautą išraišką (1.266) galima parašyti ir taip:

$$\begin{aligned} R_{DG\ g\ k} &= U_s^2 / [I_{D\ s\ max} \cdot (|U_s| - |U_{SG}|)] = \\ &= |U_s| / \{I_{D\ s\ max} \cdot [1 - (|U_{SG}|/|U_s|)]\}, \end{aligned} \quad (1.267)$$

o išėjimo VACH sąsmaukos srityje, kai $|U_{DG}| > |U_s|$, išėjimo varža $R_{DG\ g}$ yra parašoma taip:

$$R_{DG\ g} = R_{DG\ g\ k} + |U_{DG}|/I_{D\ k}, \quad (1.268)$$

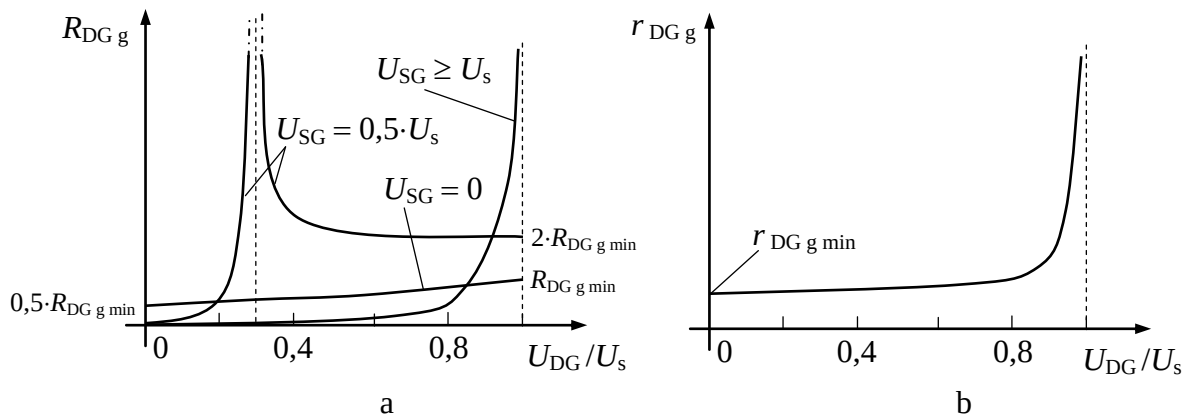
čia:

$$I_{D\ k} = I_{D\ s\ max} \cdot [1 - (|U_{SG}|/|U_s|)], \quad (1.268a)$$

santakos D srovė riboje tarp pradinės bei sąsmaukos išėjimo VACH sričių, kai $|U_{DG}| = |U_s|$ (1.259) ir $0 \leq |U_{SG}| \leq |U_s|$.

Iš (1.268) matome, jog, kintant įtampai U_{SG} ($0 \leq |U_{SG}| \leq |U_s|$), VT išėjimo varža $R_{DG\ g}$ išėjimo VACH sąsmaukos srityje $|U_{DG}| \geq |U_s|$ kinta nuo mažiausios vertės $R_{DG\ g\ min} = |U_s|/I_{D\ s\ max}$, kai $U_{SG} = 0$ ir $|U_{DG}| = |U_s|$, iki ∞ , kai $|U_{SG}| = |U_s|$ – analogiškai varžos $r_{SG\ g}$ kitimui, parodytam 1.87 pav., b. Taigi matome, jog iš esmės ir vienpolis tranzistorius yra įėjimo įtampa U_{SG} valdomas rezistorius $R_{DG\ g}(U_{SG})$ – elektriškai valdomas potenciometas.

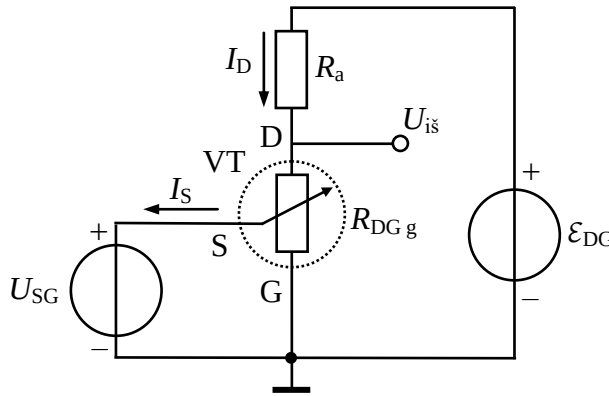
Iš (1.264) ir (1.266) apskaičiuotos varžų $r_{DG\ g}$ ir $R_{DG\ g}$ priklausomybės nuo įtampos $|U_{DG}| \leq |U_s|$, kai į BU schemą įjungtas VT veikia išėjimo VACH pradinėje srityje, yra parodytos 1.88 pav.



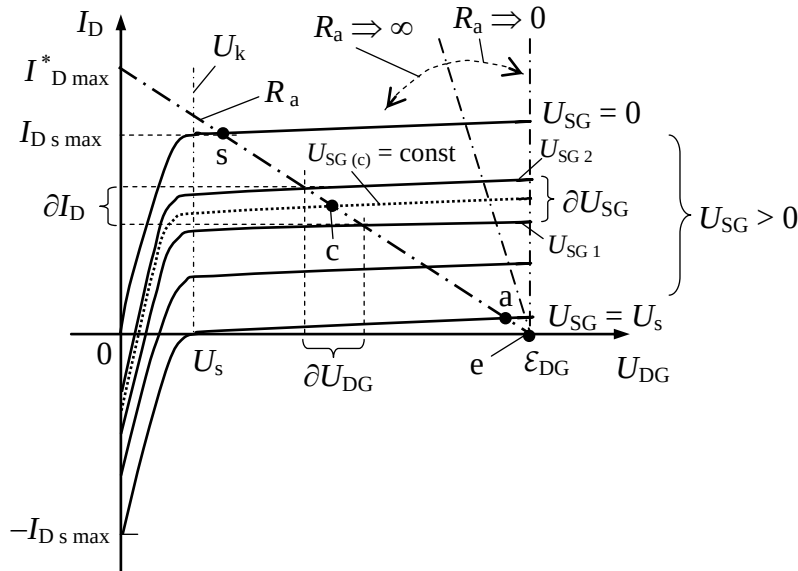
1.88 pav. Iš (1.264) ir (1.266) apskaičiuotos n -kanalo atidarytojo sandūrinio vienpolio tranzistoriaus (VT) varžų $r_{DG\ g}$ ir $R_{DG\ g}$ priklausomybės nuo įtampos $|U_{DG}| \leq |U_s|$, kai VT yra įjungtas į BU schemą ir veikia išėjimo VACH pradinėje srityje

Iš 1.88 pav., a, pateiktų grafikų matome, jog funkcijos $R_{DG\ g}(U_{DG})$ kitimo pobūdis taip pat turi labai ryškią smailę, kai $U_{SG} \leq U_s$. Ši į BU schemą įjungto VT išėjimo varžos vertės funkcijos $R_{DG\ g}(U_M)$ savybė gali būti panaudota parametriniuose įrenginiuose, kaip antai rezistorinis varistorius, kurio varžos $R(U_M)$ kitimo dažnis ω_R yra dvigubai didesnis už moduliuojančios poveikio įtampos U_M dažnį ω_M , nes $\omega_R = 2 \cdot \omega_M$.

Išnagrinėsime 1.89 pav. parodytos BU grandinės su VT elektriškai valdomu varžiniu ekvivalentu R_{DGg} veiką ir tam pasinaudosime VT išėjimo VACH (1.86 pav., b) ir joje nubrėžta apkrovos R_a tiese, kurios yra parodytos 1.90 pav.



1.89 pav. Bendros užtūros (BU) grandinė su vienpolio tranzistoriaus (VT) elektriškai valdomu varžiniu ekvivalentu R_{DGg}



1.90 pav. Į BU schemą įjungto atidarytojo n-kanalo sandūrinio vienpolio tranzistoriaus (VT) išėjimo VACH su joje nubrėžta apkrovos R_a tiese (brūkšninė-taškinė tiesė)

Taikant Omo dėsnį visai išėjimo $U_{i\text{š}}$ grandinei (1.89 pav.) apkrovos R_a tiesė yra parašoma taip:

$$I_D = I_{D \max}^* - |U_{DG}|/R_a, \text{ arba } I_D = (|\varepsilon_{DG}| - |U_{DG}|)/R_a, \quad (1.269)$$

čia: $I_{D \max}^* = |\varepsilon_{DG}|/R_a$.

Pastoviąją išėjimo įtampą $U_{i\text{š}}$ VT santakos išvade D, kai VT veikos taškas yra išėjimo VACH sąsmaukos srityje $U_{DG} \geq U_k$ (1.89 pav.), apskaičiuosime naudodamiesi Omo dėsnio visai išėjimo grandinei (1.17) ir akivaizdžia įtampų suma išėjimo $U_{i\text{š}}$ grandinėje $\varepsilon_{DG} = U_{Ra} + U_{i\text{š}}$, ir iš čia:

$$\begin{aligned} U_{i\text{š}} &= \varepsilon_{DG} - U_{Ra} = \varepsilon_{DG} - I_D \cdot R_a = \varepsilon_{DG} - \varepsilon_{DG} \cdot R_a / (R_a + R_{DGg}) = \\ &= \varepsilon_{DG} \cdot R_{DGg} / (R_a + R_{DGg}), \end{aligned} \quad (1.270)$$

čia iš (1.267) ir (1.268) įstatę R_{DGg} išraišką, ir padarę pakeitimą $U_{DG} = U_{i\text{š}}$, gauname kvadratinę lygtį ieškomos įtampos $U_{i\text{š}}$ atžvilgiu. Vengdami per daug sudėtingų išraiškų,

gautos lygties (1.270) sprendimą supaprastinsime. Tam formulėje (1.270) vietoje R_{DG} įstatome $R_{DG\ g}$ iš (1.267) ir, atlikę nesudėtingą sprendimą, randame:

$$U_{is} \cong |\varepsilon_{DG}| / \{1 + \{R_a \cdot I_{D\ s\ max} [1 - (|U_{SG}|/|U_s|)]\} / |U_s|\}. \quad (1.271)$$

čia: $0 \leq |U_{SG}| \leq |U_s|$.

Iš (1.270) matome, jog VT iš esmės taip pat yra įėjimo įtampos U_{SG} valdomas pastoviosios maitinimo įtampos ε_{DG} rezistorinis daliklis. Iš (1.271) darosi aišku, kad kai $U_{SG} = 0$, įtampa $U_{is} = |\varepsilon_{DG}| / (1 + R_a \cdot I_{D\ s\ max} / |U_s|) \ll |\varepsilon_{DG}|$ ir todėl šiuo atveju VT yra „atidarytas“ – jo veikos taškas $\{U_{DG}, I_D\}$ yra išėjimo VACH kreivės $I_D(U_{DS})$, kai $U_{SG} = 0$, ir apkrovos R_a tiesės susikirtimo taške „s“ – *soties taške* (1.90 pav.) ir $I_D = I_{D\ max}$. Kai įėjimo įtampa $U_{SG} > 0$ ir didėja, santakos D srovė $I_D > 0$, bet mažėja, todėl VT veikos taškas $\{U_{DG}, I_D\}$ slenka apkrovos R_a tiesė žemyn. Dėl to išėjimo įtampa U_{is} didėja ir artėja prie ε_{DG} vertės (1.271). Taigi, išėjimo įtampos U_{is} pokyčio $\Delta U_{is} > 0$ ženklas sutampa su įėjimo įtampos U_{in} pokyčio $\Delta U_{SG} > 0$ ženklu, o tai reiškia, kad BU schemeje išėjimo U_{is} įtampos pokyčio ΔU_{is} fazė φ_{is} sutampa su įėjimo U_{in} įtampos pokyčio $\Delta U_{in} = \Delta U_{SG}$ faze $\varphi_{in} = \varphi_{is}$. Todėl BU schema žemuose dažniuose fazės nepasuka: $\Delta\varphi = \varphi_{is} - \varphi_{in} = 0$. Kai įtampa $U_{SG} = U_s$, VT veikos taškas $\{U_{DG}, I_D\}$ yra taške „a“ – *atkirtos taške* (1.90 pav.), ir todėl išėjimo įtampa $U_{is} \cong \varepsilon_{DG}$ – VT yra „uždarytas“, nes $I_D \cong 0$.

Dažniausiai $|U_s| \ll |U_{DG\ max}|$ – didžiausia galima įtampos U_{DG} vertė. Todėl akivaizdu, jog BU schemeje VT gali stiprinti įtampą, nes į santakos D grandinę įjungto maitinimo šaltinio pastovioji įtampa ε_{DG} gali siekti dešimtis ir šimtus voltų. Šiai VT savybei nusakyti yra pasitelkiamas pastoviosios įtampos stiprinimo koeficientas $K_{U\ g}$:

$$K_{U\ g} = U_{is} / U_{in}, \quad (1.272)$$

čia: $U_{in} = U_{SG}$ – pastovioji įėjimo poveikio įtampa.

Iš (1.271) matome, kai $U_{in} = \text{const}$, VT pastoviosios įėjimo įtampos stiprinimo koeficientas $K_{U\ g}$ didėja, didėjant įtampai ε_{DG} ir mažėjant apkrovos rezistoriaus R_a vertei.

Akivaizdu, kad BU schemeje VT stiprina ir kintamąją įėjimo U_{in} įtampą $U_{in\sim}$, kurios dažnį ω laikysime pakankamai mažu, kol galioja apytikslė lygybė $I_s \sim \cong I_D \sim$. Šiai stiprinimo savybei nusakyti yra naudojamas VT *diferencialinis kintamosios įtampos stiprinimo koeficientas* $K_{u\ g}$, kai $U_{SG} = \text{const}$:

$$K_{u\ g} = \partial U_{is} / \partial U_{in} = U_{o\ is} / U_{o\ in}, \quad (1.273)$$

čia: $U_{o\ is}$ ir $U_{o\ in}$ – atitinkamų harmoninių įtampų amplitudės, tenkinančios mažo signalo sąlygas, o sąlyga $U_{SG} = \text{const}$ nurodo VT veikos tašką $\{U_{DG}, I_D\}$ jo apkrovos R_a tiesėje, pavyzdžiui, taške „c“ (1.90 pav.).

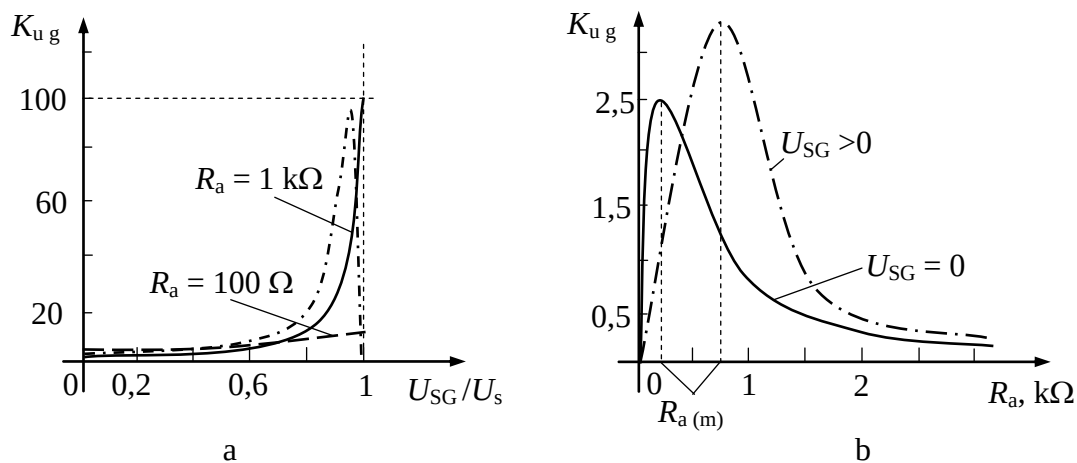
Iš (1.257), (1.271) ir (1.273), bei akivaizdžios tapatybės $U_{SG\sim} = U_{in\sim}$, randame:

$$K_{u\ g} \cong R_a \cdot I_{D\ s\ max} \cdot |\varepsilon_{DG}| / \{|U_s| + R_a \cdot I_{D\ s\ max} [1 - (|U_{SG}|/|U_s|)]\}^2 \cong S_g R_a, \quad (1.274)$$

čia: $0 \leq |U_{SG}| \leq |U_s|$, o S_g – funkcija nuo VT veikos taško $\{U_{DG}, I_D\}$ (1.257).

Iš (1.274) apskaičiuotos grafinės priklausomybės $K_{u\ g}(U_{SG}/U_s)$ ir $K_{u\ g}(R_a)$, esant šioms vertėms: $R_a = 0,1$ ir $1\ k\Omega$; $I_{D\ s\ max} = 10\ mA$; $\varepsilon_{DG} = 10\ V$; $U_s = 1\ V$; $U_{SG}/U_s = 0$ ir > 0 , yra pateiktos 1.91 pav., atitinkamai a ir b.

Iš 1.91 pav., a, matome, jog priklausomybėje $K_{u\ g}(U_{SG}/U_s)$ koeficientas $K_{u\ g}$ labai padidėja, kai apkrovos varža $R_a \geq 1\ k\Omega$ ir $U_{SG} \Rightarrow U_s$. Tai paaiškinama tuo, kad VT varžos $R_{DG\ g}$ pokytis $\partial R_{DG\ g}$ (1.88 pav., a) santykinai padidėja daugiau nei mažėjančios srovės I_D pokytis ∂I_D , esant $\partial U_{SG} = \text{const}$ ir žinant, kad $\partial U_{is} = \partial I_D \cdot \partial R_{DG\ g}$. Tačiau akivaizdu, kad kai $U_{SG} \Rightarrow U_s$, išėjimo signalo $U_{is} \sim$ amplitudė $U_{o\ is} \Rightarrow 0$, ir todėl $K_{u\ g} \Rightarrow 0$ (brūkšninė- taškinė linija 1.91 pav., a, yra gauta padauginus $K_{u\ g}$ (1.274) iš apskaičiuotos vertės $[1 - (|U_{SG}|/|U_s|)^{1/2}]$). Todėl dažniausiai pastovioji įtampa U_{SG} parenkama iš sąlygos: $|U_{SG}| \leq$



1.91 pav. Į BU schemą įjungto atidarytojo n -kanalo sandūrinio vienpolio tranzistoriaus (VT) koeficiento $K_{u g}$ priklausomybės $K_{u g}(U_{SG}/U_s)$ (a) ir $K_{u g}(R_a)$ (b), apskaičiuotos iš (1.274), esant šioms vertėms: $R_a = 0,1$ ir $1 \text{ k}\Omega$; $I_{D \max} = 10 \text{ mA}$; $\varepsilon_{DG} = 10 \text{ V}$; $U_s = 1 \text{ V}$; $U_{SG}/U_s = 0$ ir > 0

$\leq 0,8 \cdot |U_s|$, kuriai esant $K_{u g} \leq 20$.

Iš 1.91 pav., b, matome, kad priklausomybė $K_{u g}(R_a)$ turi aiškiai išreikštą maksimumo vertę $K_{u g \max}$ – kreivės su smaile pavidalą, kur $K_{u g \max}$ vertė, didėjant įtampai $U_{SG} > 0$, didėja ir smailės vieta slenka didėjančių R_a verčių kryptimi. Koeficiento $K_{u g}(R_a)$ maksimumo vertę $K_{u g \max}$, atitinkančią R_a vertę $R_{a(m)}$, surasime iš išraiškos (1.274) išvestinės, prilyginę ją nuliui:

$$\partial K_{u g} / \partial R_a = \{ R_{a(m)} \cdot I_{Ds \max} |\varepsilon_{DG}| / \{ |U_s| + R_{a(m)} \cdot I_{Ds \max} \cdot [1 - (|U_{SG}|/|U_s|)] \}^2 \}' = 0,$$

ir iš čia gauname:

$$R_{a(m)} = |U_s| / \{ I_{Ds \max} \cdot [1 - (|U_{SG}|/|U_s|)] \}. \quad (1.275)$$

Iš (1.274) ir (1.275) randame:

$$K_{u g \max} = |\varepsilon_{DG}| / \{ 4 \cdot |U_s| \cdot [1 - (|U_{SG}|/|U_s|)] \}, \quad (1.276)$$

čia: $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$.

Gauta VT koeficiento $K_{u g}(R_a)$ priklausomybė (1.274) yra paaiškinama VT išėjimo VACH kreivių $I_D(U_{DG})$, kai $U_{SG} = \text{const}$, šeimoje nubrėžta apkrovos R_a tiesė (1.90 pav. brūkšninė-taškinė linija) ir jos elgesiu, kintant apkrovos varžai R_a . Tarkime, jog parenkant įtampą $U_{SG} > 0$, pavyzdžiui, $U_{SG(c)}$, VT veikos taškas $\{U_{DG}, I_D\}$ yra nustatomas kuriame nors kreivės $U_{SG(c)} = \text{const}$ ir apkrovos tiesės R_a susikirtimo taške, pavyzdžiui, taške „c“ (1.90 pav.). Didinant arba mažinant varžą R_a , kai yra laikomasi šių sąlygų: $U_{in} = U_{SG(c)} = \text{const}$ ir $\varepsilon_{DG} = \text{const}$, apkrovos tiesė R_a sukasi atitinkamai prieš arba pagal laikrodžio rodyklę apie įtampos $U_{DG} = \varepsilon_{DG}$ veikos tašką „e“, o VT veikos taškas $\{U_{DG}, I_D\}$ dėl to atitinkamai slenka kairėn arba dešinėn išilgai kreivės $U_{SG(c)} = \text{const}$. Todėl pokytis $\partial U_{DG} = \partial U_{is}$, atitinkantis poveikio pokytį ∂U_{SG} , VT veikos taškui $\{U_{DG}, I_D\}$ slenkant sąsmaukos srityje į kairę iki linijos U_k , didėja, o slenkant į dešinę – mažėja, ir kai $R_a = 0$, pokytis $\partial U_{DG} = 0$, nes šiuo atveju apkrovos tiesė R_a yra statmena įtampų U_{DG} ašiai (1.89 pav.). Taigi, didėjant $R_a \geq 0$, didėja $\partial U_{DG} = \partial U_{is} \geq 0$ ir kartu didėja $K_{u g} \geq 0$. Tačiau VT veikos taškui $\{U_{DG}, I_D\}$ kirtus liniją U_k ir patekus į pradinę sritį (1.89 pav.), pokytis ∂U_{is} pradeda mažėti ir kartu mažėja $K_{u g}$, nes mažėja atstumas tarp kreivių $I_D(U_{DG})|_{U_{SG1} = \text{const}}$ ir $I_D(U_{DG})|_{U_{SG2} = \text{const}}$, ir todėl mažėja pokytis ∂U_{DG} , išliekant sąlygai: $\partial U_{SG} = \text{const}$, o tai lemia S_g (1.257) ir kartu $K_{u g} \cong S_g R_a$ (1.274) mažėjimą. Taigi parodėme, kad $K_{u g} \Rightarrow K_{u g \max}$, kai VT veikos taškas $\{U_{DG}, I_D\}$ parenkamas arti linijos U_k – riboje tarp išėjimo VACH pradinės ir sąsmaukos sričių (1.90 pav.), ir todėl

priklausomybė $K_{u g}(R_a)$ turi kreivės su smaile pavidalą (1.91 pav., b).

Kaip matome, BU schemoje (1.85 pav., a) VT stiprina įtampą, nes $K_{U g, u g} > 1$, tačiau nestiprina srovės, nes $K_{I g} \cong K_{i g} \cong 1$. BU schemas įėjimo diferencialinė varža $r_{SG g}$ kintamajai srovei (1.261) yra atvirkščiai proporcinga VT statumui S_g (1.257) ir priklauso nuo įtampos U_{SG} (1.87 pav., b), o varžos $r_{SG g}$ kitimo intervalas yra nuo $r_{SG g \min}$ iki ∞ . Įėjimo varžos $R_{SG g}$ pastoviajai srovei priklausomybės $R_{SG g}(U_{SG})$ pobūdis labai priklauso nuo pastoviosios įtampos U_{DG} (1.87 pav., a) ir kinta intervale: $0-\infty$. BU schemas išėjimo varža $R_{DG g}$ pastoviajai srovei taip pat yra U_{SG} ir U_{DG} funkcija (1.266). Išėjimo VACH sąsmaukos srityje, kai $U_{DG} \geq U_k$, varža $R_{DG g}$ kinta nuo mažiausios vertės $R_{DG g \min} = |U_s|/I_{D s \max}$, kai $U_{SG} = 0$ ir $U_{DG} = U_s$, iki ∞ , kai $U_{SG} = U_s$ ir $U_{DG} \geq U_s$, t. y. VT taip pat elgiasi kaip įtampa $U_{in} = U_{SG}$ valdomas kintamasis rezistorius $R_{DG}(U_{SG})$ – elektriškai valdomas potenciomietras. BU schemoje VT diferencialinės išėjimo varžos $r_{DG g}$ priklausomybė nuo įtampos U_{DG} (1.264) yra analogiška priklausomybei $r_{SG g}(U_{SG})$ (1.87 pav., b), tačiau šiuo atveju varžos $r_{DG g}$ minimali vertė $r_{DG g \min} = |U_s|/(2 \cdot I_{D s \max})$ (1.88 pav.).

Kadangi BU schemoje VT stiprina įtampą ir nestiprina srovės, surasime galios stiprinimo koeficientus: $K_{P g}$ – pastoviajai srovei ir $K_{P g}$ – kintamajai srovei (čia, kaip ir anksčiau, imame gana žemų dažnių ω diapazoną, kuriame $I_D \sim \cong I_s$):

$$K_{P g} = P_{i s}/P_{in}, \quad K_{P g} = P_{i s \sim}/P_{in \sim}, \quad (1.277)$$

čia: $P_{in} = I_{in} \cdot |U_{in}|$, $P_{i s} = I_{i s} \cdot |U_{i s}|$, $P_{in \sim} = I_{o in} \cdot U_{o in}$, $P_{i s \sim} = I_{o i s} \cdot U_{o i s}$.

Iš (1.277) ir sąlygų $I_{i s} = I_D$ ir $I_{in} = I_s$, bei pasinaudoję (1.255), (1.272) ir (1.273), randame:

$$K_{P g} = K_{I g} \cdot K_{U g} > 1. \quad (1.278)$$

Iš (1.278) matome, jog $K_{P g}$ yra beveik lygus $K_{U g}$, nes $K_{I g} \cong 1$ (1.255), ir $K_{P g} > 1$.

Analogiškai, gauname:

$$K_{P g} = K_{i g} \cdot K_{u g} > 1, \quad (1.279)$$

iš čia taip pat matome, kad $K_{P g} \cong K_{u g}$, nes $K_{i g} \cong 1$ ($I_{i s \sim} \cong I_{in \sim}$) (1.255), ir taip pat $K_{P g} > 1$.

Bendros ištakos schemoje (BI) (1.85 pav., b) įėjimo srovė yra I_G , o išėjimo srovė I_D . Todėl BI grandinės pastoviosios ir kintamosios srovių perdavimo koeficientai atitinkamai $K_{I s}$ ir $K_{I s}$, kai galima nepaisyti užtūros talpos C_G slinkties srovės $I_{CG} \cong 0$, yra:

$$K_{I s} = I_D/I_G \Rightarrow \infty, \quad K_{i s} = \partial I_D/\partial I_G = I_{o D}/I_{o G} \Rightarrow \infty, \quad (1.280)$$

nes laikome, kad $I_G \cong 0$, o kartu ir $I_{G \sim} \cong 0$ (1.254).

Į BI grandinę (1.85 pav., b) įjungto VT veikai nusakyti yra naudojamos:

perdavimo charakteristika: $I_D(U_{GS})$, esant pasirinktai $U_{DS} = \text{const}$;

išėjimo VACH: $I_D(U_{DS})$, esant pasirinktai $U_{GS} = \text{const}$.

BI schemoje atidarytojo n–kanalo sandūrinio VT perdavimo charakteristika $I_D(U_{GS})$ ir išėjimo VACH $I_D(U_{DS})$ yra parodytos 1.92 pav., atitinkamai a ir b.

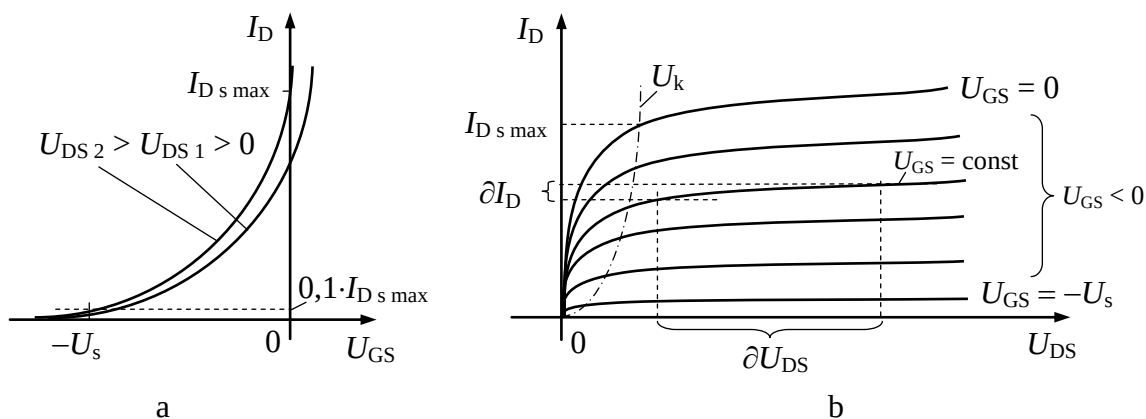
Į BI schemą įjungto atidarytojo n–kanalo sandūrinio VT perdavimo charakteristika $I_D(U_{GS})$, kai $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$, yra aprašoma šia aproksimacija:

$$I_D \cong I_{D s \max} \cdot [1 - (|U_{GS}|/|U_s|)]^2, \quad (1.281)$$

čia: U_s – slenkstinė užtūros įtampa, kuriai esant $I_D = 0,1 \cdot I_{D \max}$; $I_{D s \max}$ – santakos D srovė, kai $U_{GS} = 0$ ir $U_{DS} > 0$ (srovė $I_{D s \max}$ kartu yra didžiausia leistina santakos D srovė), ir esant sąlygai: $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$.

BI schemoje iš VT perdavimo charakteristikos (1.281) randame VT *diferencialinį statumą* S_s kintamajai srovei, kai $U_{DS} = \text{const}$:

$$\begin{aligned} S_s &= \partial I_D/\partial U_{GS} = [I_D(U_{GS})]'|_{U_{GS} = \text{const}} = I_{o D}/U_{o GS} \cong \\ &\cong 2 \cdot I_{D s \max} \cdot (|U_s| - |U_{GS}|)/U_s^2 = 2 \cdot (I_{D s \max} \cdot I_D)^{1/2}/|U_s|, \end{aligned} \quad (1.282)$$



1.92 pav. Bendros ištakos (BI) schemeje įjungto n–kanalo atidarytojo sandūrinio vienpolio tranzistoriaus (VT) perdavimo charakteristika $I_D(U_{GS})$ (a) ir išėjimo VACH $I_D(U_{DS})$ (b)

čia: I_{0D} ir U_{0GS} – atitinkamų harmoninių signalų amplitudės, tenkinančios mažo signalo sąlygas; $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$.

Iš (1.282) matome, jog S_s didėja, didėjant santakos pastoviai srovei I_D , ir todėl yra įtraukiamas $S_{s \max}$, kai $I_D = I_{Ds \max}$, ir iš (1.282) randame:

$$S_{s \max} \cong 2 \cdot I_{Ds \max} / |U_s|. \quad (1.283)$$

Gauta išraiška (1.283) yra labai patogi VT slenkstinei įtampai U_s nustatyti, nes parametrai $S_{s \max}$ ir $I_{Ds \max}$ yra lengvai išmatuojami, kai $U_{GS} = 0$.

Palyginę išraiškas (1.257)–(1.258) ir (1.282)–(1.283), matome, jog VT statumas $S_s = S_g$ ir $S_{s \max} = S_{g \max}$ – nepriklauso nuo VT jungimo schemos.

Iš VT išėjimo VACH (1.92 pav., b) BI schemeje matyti, kad jos yra panašios į VT išėjimo VACH (1.86 pav., b) BU schemeje. Esant santykinai mažoms U_{DS} vertėms: $U_{DS} \leq U_k$ – VT išėjimo VACH kreivės $I_D(U_{DS})$, kai $U_{GS} = \text{const}$, atitinka rezistoriaus R ominės varžos VACH – Omo dėsnis grandinės daliai, ir ši išėjimo VACH sritis yra vadinama *pradinė sritimi* ($0 \leq U_{DS} \leq U_k$), o kai $U_{DS} \geq U_k$, turime *sąsmaukos sritį*, kurioje išėjimo VACH kreivės $I_D(U_{DS})$, kai $U_{GS} = \text{const}$, yra tiesės, kurios yra beveik lygiagrečios įtampų U_{DS} ašiai, ir todėl šioje srityje $I_D(U_{DS}) \cong \text{const}$.

Į BI schemą įjungto VT išėjimo VACH pradinė sritis, kai įtampa $U_{DS} \leq U_k = |U_s| - |U_{GS}| \geq 0$, yra aprašoma šia aproksimacine išraiška:

$$\begin{aligned} I_D &= I_{Ds \max} [2 \cdot (|U_s| - |U_{GS}|) \cdot |U_{DS}| - U_{DS}^2] / U_s^2 = \\ &= I_{Ds \max} (2 \cdot |U_k| \cdot |U_{DS}| - U_{DS}^2) / U_s^2, \end{aligned} \quad (1.284)$$

čia: $0 \leq |U_k| \leq |U_s|$.

Nagrinėjant į BI schemą įjungto VT įėjimą – užtūrą G kaip įėjimo įtampos šaltinio U_{GS} apkrovą, yra naudojama VT įėjimo varža R_{GS} pastoviai srovei ir diferencialinė įėjimo varža r_{GS} kintamajai srovei, kai $U_{DS} = \text{const}$:

$$R_{GS} = |U_{GS}| / I_G \Rightarrow \infty, \quad (1.285)$$

$$r_{GS} = \partial U_{GS} / \partial I_G = U_{0GS} / I_{0G} \Rightarrow \infty, \quad (1.285a)$$

nes $I_G \cong 0$, ir todėl $I_G \sim \cong 0$ (čia taip pat yra laikoma, jog poveikio kintamosios – harmoninės srovės ir įtampos dažnis ω yra pakankamai mažas, kai galioja sąlyga (1.254)).

Nagrinėjant į BI schemą įjungto VT išėjimą – santaką D kaip kintamosios įtampos

šaltinio $U_{DS} \sim$ apkrovą, yra skaičiuojama VT diferencialinė išėjimo varža r_{DSs} , kai $U_{GS} = \text{const}$,

$$r_{DSs} = \partial U_{DS} / \partial I_D = U_{oDS} / I_{oD}. \quad (1.286)$$

Iš (1.284) ir (1.286) randame varžos r_{DSs} vertę VT išėjimo VACH pradinėje srityje:

$$\begin{aligned} r_{DSs} &= U_s^2 / [2 \cdot I_{Ds \max} \cdot (|U_s| - |U_{GS}| - |U_{DS}|)] = \\ &= U_s^2 / \{2 \cdot |U_k| \cdot I_{Ds \max} \cdot [1 - (|U_{DS}| / |U_k|)]\}, \end{aligned} \quad (1.287)$$

čia: $0 \leq |U_{DS}| \leq |U_k|$.

Palyginę išraiškas (1.264) ir (1.287) matome, kad $r_{DSs} \approx r_{DGg}$ ir varžos r_{DSs} priklausomybė nuo įtampos U_{DS} yra analogiška priklausomybei $r_{DGg}(U_{SG})$ (1.88 pav., b).

BI schemeje (1.85 pav., b) VT išėjimo varža R_{DSs} pastoviai srovei išėjimo VACH pradinėje srityje yra parašoma taip:

$$R_{DSs} = |U_{DS}| / I_D, \quad (1.288)$$

kai $U_{GS} = \text{const}$ ir $0 \leq |U_{DS}| \leq |U_k|$, ir iš čia, bei (1.284) randame:

$$\begin{aligned} R_{DSs} &= U_s^2 / \{I_{Ds \max} \cdot [2 \cdot (|U_s| - |U_{GS}|) - |U_{DS}|]\} = \\ &= U_s^2 / [I_{Ds \max} \cdot (2 \cdot |U_k| - |U_{DS}|)], \end{aligned} \quad (1.289)$$

čia: $0 \leq |U_{DS}| \leq |U_k|$.

Riboje tarp pradinės ir sąsmaukos išėjimo VACH sričių, kurias atskiria įtampų U_k verčių linija, tai yra parodyta 1.92 pav., b, čia $|U_{DS}| = |U_k|$, išraišką (1.289) galima parašyti taip:

$$R_{DSsk} = U_s^2 / [I_{Ds \max} \cdot 2 \cdot U_k - U_k] = U_s^2 / (|U_k| I_{Ds \max}), \quad (1.290)$$

o VT išėjimo varža R_{DSs} pastoviai srovei išėjimo VACH sąsmaukos srityje, kai $|U_{DS}| > |U_k|$, yra išreiškiama taip:

$$R_{DSs} = R_{DSsk} + |U_{DS}| / I_{Dk}, \quad (1.291)$$

čia:

$$I_{Dk} = I_{Ds \max} [1 - (|U_{GS}| / |U_s|)]^2, \quad (1.291a)$$

santakos D srovė riboje tarp pradinės ir sąsmaukos išėjimo VACH sričių, kai $|U_{DS}| = |U_k|$ (1.284).

Iš (1.291) matome, kad kintant įtampai U_{GS} , kai $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$ ir $0 \leq |U_k| \leq |U_s|$, VT varža R_{DSs} kinta nuo mažiausios vertės $R_{DSs \min} = U_s / I_{Ds \max}$, kai $U_{GS} = 0$ ir $|U_{DS}| = |U_s|$, iki ∞ , kai $U_{GS} = U_s$, ir ši priklausomybė yra analogiška parodytai 1.88 pav., b. Iš čia taip pat matome, jog iš esmės vienpolis tranzistorius ir BI schemeje yra įėjimo įtampos U_{GS} valdomas kintamasis rezistorius $R_{DSs}(U_{GS})$ – elektriškai valdomas potenciometas. Ši VT savybė yra parodyta 1.93 pav., kuriame yra pateiktos iš (1.287) ir (1.289) apskaičiuotos varžų r_{DSs} (1.93 pav., b) ir R_{DSs} (1.93 pav., a) priklausomybės nuo įtampos $|U_{DS}| \leq |U_k|$.

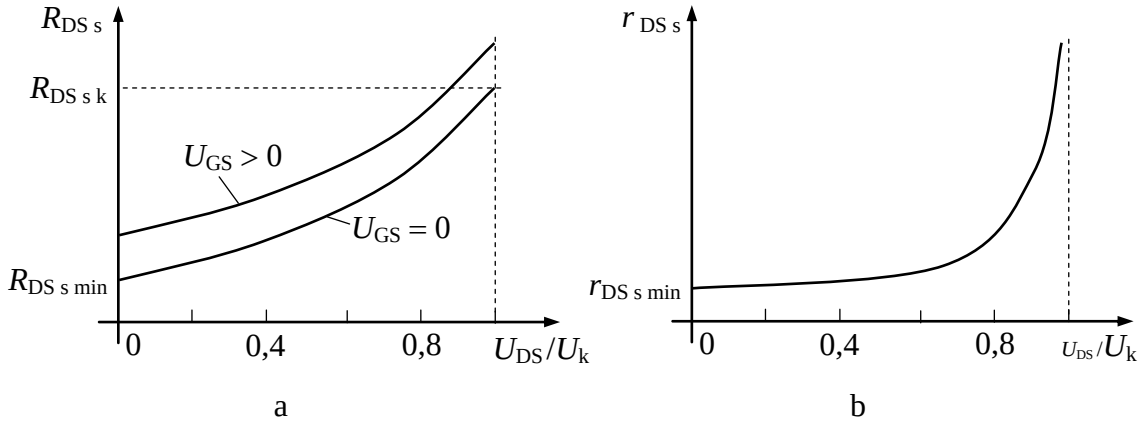
Išnagrinėsime 1.94 pav. parodytos BI grandinės su VT elektriškai valdomu varžiniu ekvivalentu R_{DSs} veiką ir tam pasinaudosime VT išėjimo VACH (1.92 pav., b) ir joje nubrėžta apkrovos R_a tiese, kurios yra parodytos 1.95 pav.

Taikant Omo dėsnį visai išėjimo U_{is} grandinei (1.94 pav.) apkrovos R_a tiesė yra parašoma šia lygtimi:

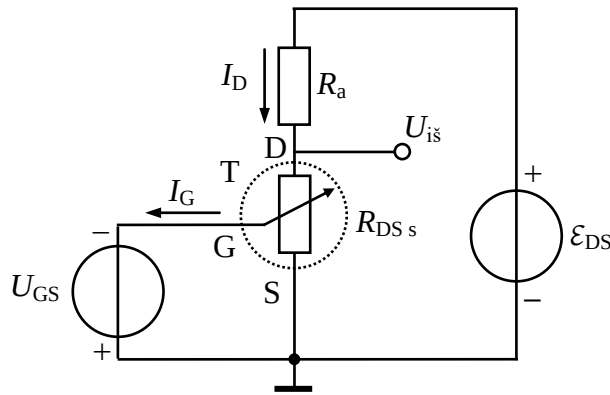
$$I_D = I_{D \max}^* - |U_{DS}| / R_a \quad \text{arba} \quad I_D = (|\mathcal{E}_{DS}| - |U_{DS}|) / R_a, \quad (1.292)$$

čia: $I_{D \max}^* = |\mathcal{E}_{DS}| / R_a$.

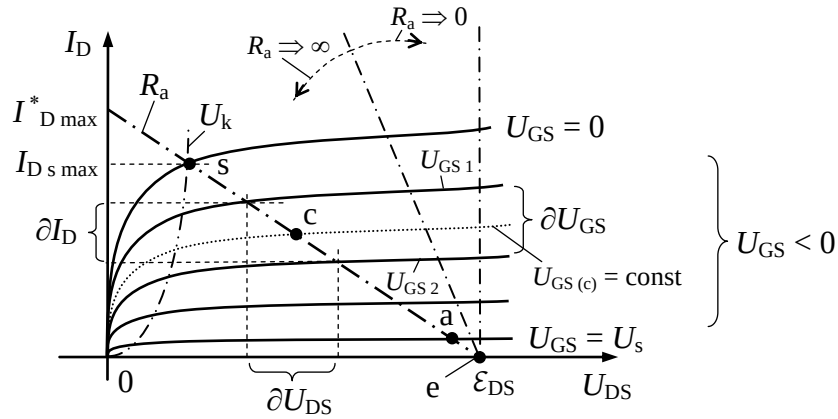
Pastoviai išėjimo įtampai U_{is} VT santakos išvade D apskaičiuoti, kai VT veiktas taškas $\{U_{DS}, I_D\}$ yra išėjimo VACH sąsmaukos srityje, kurioje $U_{DS} \geq U_k$, pasinaudosime Omo dėsniu visai išėjimo U_{is} grandinei (1.17) ir akivaizdžia įtampų suma $\mathcal{E}_{DS} = U_{Ra} + U_{is}$. Iš čia galime parašyti:



1.93 pav. Į BI schemą įjungto atidarytojo n– kanalo sandūrinio vienpolio tranzistoriaus (VT) varžų $R_{DS\ s}$ (a) ir $r_{DS\ s}$ (b) priklausomybės nuo įtampos $|U_{DS}|$, apskaičiuotos iš (1.287) ir (1.289), kai $|U_{DS}| \leq |U_k|$



1.94 pav. Bendraištakė (BI) grandinė su vienpolio tranzistoriaus (VT) elektriškai valdomu varžiniu ekvivalentu $R_{DS\ s}$



1.95 pav. Į bendraištakę (BI) grandinę įjungto atidaryto n– kanalo sandūrinio vienpolio tranzistoriaus (VT) išėjimo VACH su joje nubrėžta apkrovos R_a tiesė

$$\begin{aligned}
 U_{i\text{š}} &= \varepsilon_{DS} - U_{R_a} = \varepsilon_{DS} - I_D \cdot R_a = \varepsilon_{DS} - \varepsilon_{DS} \cdot R_a / (R_a + R_{DS\ s}) = \\
 &= \varepsilon_{DS} \cdot R_{DS\ s} / (R_a + R_{DS\ s}),
 \end{aligned}
 \tag{1.293}$$

čia, vengdami kvadratinės lygties ieškomos įtampos $U_{i\text{š}}$ atžvilgiu, įstatome $R_{DS\ s\ k}$ iš (1.290) ir, padarę pakeitimą $U_k = U_s - U_{GS}$, randame:

$$U_{is} \cong |\varepsilon_{DS}| / \{1 + \{R_a \cdot I_{D \text{ s max}} [1 - (|U_{GS}|/|U_s|)]\} / |U_s|\}. \quad (1.294)$$

čia: $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$.

Iš (1.294) matome, kad VT iš esmės yra įėjimo įtampa $U_{in} = U_{GS}$ valdomas pastoviosios maitinimo įtampos ε_{DS} rezistorinis daliklis. Taip pat iš (1.294) matome: kai $U_{GS} = 0$, įtampa $U_{is} = |\varepsilon_{DS}| / (1 + R_a \cdot I_{D \text{ s max}} / |U_s|) \ll |\varepsilon_{DS}|$ – šiuo atveju VT yra „atidarytas“, nes $I_D = I_{D \text{ max}}$, ir jo veikos taškas $\{U_{DS}, I_D\}$ yra išėjimo VACH kreivės $I_D(U_{DS})|_{U_{GS}=0}$ ir apkrovos R_a tiesės susikirtimo taške „s“ – *soties taške* (1.95 pav.). Kai įėjimo įtampa $U_{GS} < 0$ ir jos modulis didėja, santakos srovė $I_D > 0$ ir jos modulis mažėja, dėl ko VT veikos taškas $\{U_{DS}, I_D\}$ slenka apkrovos R_a tiesės žemyn, o išėjimo įtampa U_{is} didėja ir artėja prie ε_{DS} vertės (1.294). Taigi, išėjimo įtampos U_{is} pokyčio $\Delta U_{is} > 0$ ženklas yra priešingas įėjimo įtampos U_{in} pokyčio $\Delta U_{in} < 0$ ženklui, o tai reiškia, kad BI schemoje išėjimo įtampos U_{is} pokyčio ΔU_{is} fazė φ_{is} yra priešinga įėjimo įtampos U_{in} pokyčio $\Delta U_{in} = \Delta U_{GS}$ fazei φ_{in} . Todėl BI schemoje išėjimo signalo U_{is} fazė φ_{is} yra pasukama -180° , arba $-\pi$ rad kampų ($\Delta\varphi = \varphi_{is} - \varphi_{in} = -180^\circ$ arba $-\pi$ rad). Kai $U_{GS} = U_s$, VT veikos taškas $\{U_{DS}, I_D\}$ yra taške „a“ – *atkiertos taške* (1.95 pav.), ir todėl $U_{is} \cong \varepsilon_{DS}$ – VT yra „uždarytas“, nes $I_D \cong 0$.

Dažniausiai VT įtampa $|U_s| \ll |U_{DS \text{ max}}|$ – didžiausia galima įtampos U_{DS} vertė. Todėl akivaizdu, kad BI schemoje VT gali stiprinti įtampą, nes santakos D grandinėje pastovioji maitinimo įtampa ε_{DS} gali siekti dešimtis ir šimtus voltų. Šiai VT savybei BI schemoje nusakyti yra naudojamas pastoviosios įtampos stiprinimo koeficientas $K_{U \text{ s}}$:

$$K_{U \text{ s}} = U_{is} / U_{in} \cong |\varepsilon_{DS} / U_s| > 1, \quad (1.295)$$

čia: $U_{in} = U_{GS}$ – pastovioji įėjimo poveikio įtampa.

Iš (1.294) matome, kai $U_{in} = \text{const}$, VT pastoviosios įtampos stiprinimo koeficientas $K_{U \text{ s}}$ didėja, didėjant maitinimo įtampai ε_{DS} ir mažėjant apkrovos rezistoriaus R_a varžai, ir tai atitinka rezistorinio įtampos daliklio $R_a || R_{DS \text{ s}}$ veiką.

Akivaizdu, kad BI schemoje VT stiprina ir kintamąją įėjimo įtampą $U_{in \sim}$. Todėl yra pasitelkiamas *diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas* $K_{u \text{ s}}$, kai $U_{GS} = \text{const}$:

$$K_{u \text{ s}} = \partial U_{is} / \partial U_{in} = U_{o \text{ is}} / U_{o \text{ in}}, \quad (1.296)$$

čia: $U_{o \text{ is}}$ ir $U_{o \text{ in}}$ – atitinkamų harmoninių įtampų amplitudės, tenkinančios mažo signalo sąlygas, o sąlyga $U_{GS} = \text{const}$ nurodo VT veikos tašką $\{U_{DS}, I_D\}$ jo apkrovos R_a tiesėje, pavyzdžiui, taške „c“ (1.95 pav.).

Iš (1.282), (1.294) ir (1.296), ir tapatybės $U_{GS \sim} = U_{in \sim}$, randame:

$$K_{u \text{ s}} \cong R_a \cdot I_{D \text{ s max}} \cdot |\varepsilon_{DS}| / \{|U_s| + R_a \cdot I_{D \text{ s max}} [1 - (|U_{GS}|/|U_s|)]\}^2 \cong S_s \cdot R_a, \quad (1.297)$$

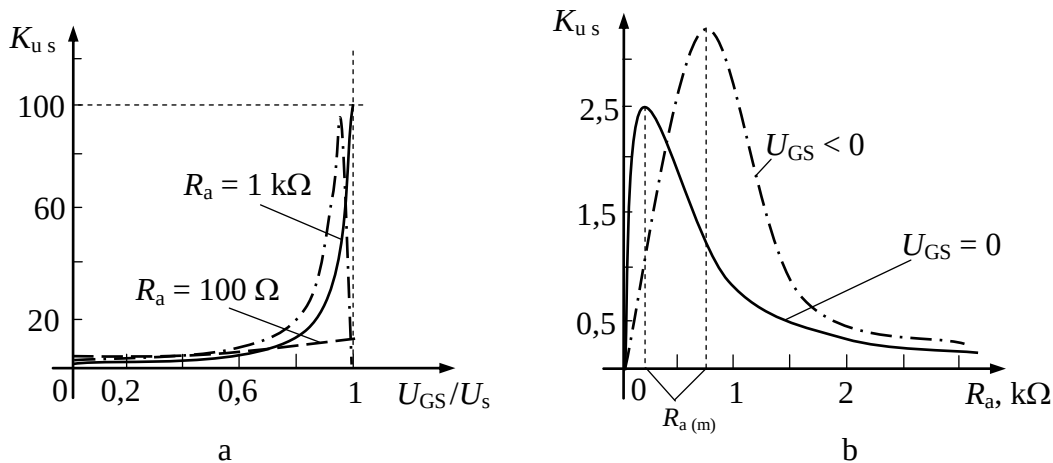
čia: $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$, o S_s – funkcija nuo VT veikos taško $\{U_{DS}, I_D\}$ (1.282).

Iš (1.297) apskaičiuotos grafinės priklausomybės $K_{u \text{ s}}(U_{GS}/U_s)$ ir $K_{u \text{ s}}(R_a)$, esant šioms vertėms: $R_a = 0,1$ ir $1 \text{ k}\Omega$; $I_{D \text{ max}} = 10 \text{ mA}$; $\varepsilon_{DS} = 10 \text{ V}$; $U_s = -1 \text{ V}$; $U_{GS}/U_s = 0$ ir < 0 , yra pateiktos 1.96 pav., atitinkamai a ir b.

Iš 1.96 pav., a, matome, jog priklausomybėje $K_{u \text{ s}}(U_{GS}/U_s)$ yra $K_{u \text{ s}}$ didelis padidėjimas, kai varža $R_a \geq 1 \text{ k}\Omega$ ir $U_{GS} \Rightarrow U_s$. Tai paaiškinama tuo, VT varžos $R_{DS \text{ s}}$ pokytis $\partial R_{DS \text{ s}}$ (1.93 pav., a) santykinai padidėja daugiau nei mažėjančios srovės I_D pokytis ∂I_D , kai pokytis $\partial U_{GS} = \text{const}$, ir žinant, kad $\partial U_{is} = \partial I_D \cdot \partial R_{DS \text{ s}}$. Tačiau akivaizdu, kad kai $U_{GS} \Rightarrow U_s$, išėjimo signalo $U_{is} \sim$ amplitudė $U_{o \text{ is}} \Rightarrow 0$, ir todėl $K_{u \text{ s}} \Rightarrow 0$ (brūkšninė-taškinė kreivė 1.96 pav., a, yra gauta, padauginus $K_{u \text{ s}}$ (1.297) iš funkcijos $[1 - (|U_{GS}|/|U_s|)]^{1/2}$, čia: $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$), ir iš čia išraišką (1.297) parašome patikslintos aproksimacijos pavidalu:

$$K_{u \text{ s}} \cong R_a \cdot I_{D \text{ s max}} \cdot |\varepsilon_{DS}| \cdot [1 - (|U_{GS}|/|U_s|)]^{1/2} / \{|U_s| + R_a \cdot I_{D \text{ s max}} [1 - (|U_{GS}|/|U_s|)]\}^2. \quad (1.297a)$$

Analogiškai, kaip ir BU schemoje, į BI grandinę įjungto VT įtampa U_{GS} dažniausiai



1.96 pav. Į BI schemą įjungto atidaryto n–kanalo sandūrinio vienpolio tranzistoriaus (VT) koeficiento $K_{u s}$ priklausomybės $K_{u s}(U_{GS}/U_s)$ (a) ir $K_{u s}(R_a)$ (b), apskaičiuotos iš (1.297a), kai: $R_a = 0,1$ ir $1 \text{ k}\Omega$; $I_{D s \max} = 10 \text{ mA}$; $\varepsilon_{DS} = 10 \text{ V}$; $U_s = -1 \text{ V}$; $U_{GS}/U_s = 0$ ir < 0

yra parenkama taip, kad tenkintų sąlygą: $|U_{GS}| \leq 0,8 \cdot |U_s|$, ir todėl $K_{u s} \leq 20$.

Iš 1.96 pav., b, matome, jog priklausomybė $K_{u s}(R_a)$ turi aiškiai išreikštą maksimumo vertę $K_{u s \max}$, kitaip tariant, yra kreivė smailės pavidalo. Didėjant įtampos $-U_{GS}$ moduliui ($U_s \geq |U_{GS}| \geq 0$), koeficiento $K_{u s}(R_a)$ maksimumo vertė $K_{u s \max}$ didėja ir šios vertės kreivėje $K_{u s}(R_a)$ padėtis – smailė slenka į dešinę R_a verčių didėjimo kryptimi. Koeficiento $K_{u s}(R_a)$ maksimumo vertę $K_{u s \max}$ atitinkančią varžos R_a vertę $R_{a(m)}$ surasime iš išraiškos (1.297) išvestinės, prilyginę ją nuliui:

$$\partial K_{u s} / \partial R_a = \{R_{a(m)} \cdot I_{D s \max} \cdot |\varepsilon_{DG}| / \{|U_s| + R_{a(m)} \cdot I_{D s \max} \cdot [1 - (|U_{GS}|/|U_s|)]\}^2\}' = 0,$$

ir iš čia gauname:

$$R_{a(m)} = |U_s| / \{I_{D s \max} \cdot [1 - (|U_{GS}|/|U_s|)]\}. \quad (1.298)$$

Iš (1.297) ir (1.298) randame:

$$K_{u s \max} = |\varepsilon_{DS}| / \{4 \cdot |U_s| \cdot [1 - (|U_{GS}|/|U_s|)]\}, \quad (1.299)$$

čia: $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$.

Gauta koeficiento $K_{u s}(R_a)$ priklausomybė (1.297) ir jos patikslinta aproksimacija (1.297a) yra paaiškinama VT išėjimo VACH kreivių $I_D(U_{DS})|_{U_{GS} = \text{const}}$ šeimoje nubrėžtos apkrovos R_a tiesės (1.95 pav.) elgesiu, kintant jos vertei R_a . Tarkime, jog parenkant įtampą $U_{GS} < 0$, pavyzdžiui, $U_{GS(c)}$, VT veikos taškas $\{U_{DS}, I_D\}$ yra nustatomas kuriame nors kreivės $I_D(U_{DS})$, kai $U_{GS(c)} = \text{const}$, ir apkrovos tiesės R_a susikirtimo taške, pavyzdžiui, taške „c“ (1.95 pav.). Didinant arba mažinant varžą R_a , kai yra tenkinamos šios sąlygos: $U_{in} = U_{GS(c)} = \text{const}$ ir $\varepsilon_{DS} = \text{const}$, apkrovos tiesė R_a sukasi atitinkamai prieš arba pagal laikrodžio rodyklę apie įtampos $U_{DS} = \varepsilon_{DS}$ tašką „e“, ir dėl to VT veikos taškas $\{U_{DS}, I_D\}$ atitinkamai slenka kairėn arba dešinėn išilgai kreivės $I_D(U_{DS})$, kai $U_{GS(c)} = \text{const}$. Todėl pokytis $\partial U_{DS} = \partial U_{is}$, atitinkantis poveikio pokytį ∂U_{GS} , VT veikos taškui $\{U_{DS}, I_D\}$ slenkant sąsmaukos srityje į kairę iki linijos U_k , kuri 1.95 pav. yra parodyta brūkšnine-taškine kreive) didėja, o slenkant į dešinę – mažėja, ir kai $R_a = 0$, pokytis $\partial U_{DG} = 0$, nes šiuo atveju apkrovos tiesė R_a yra statmena įtampų U_{DG} ašiai (1.95 pav.). Taigi, didėjant $R_a \geq 0$, didėja pokytis $\partial U_{DS} = \partial U_{is} \geq 0$ ir kartu didėja $K_{u s} \geq 0$. Tačiau VT veikos taškui $\{U_{DS}, I_D\}$ kirtus liniją U_k ir patekus į pradinę sritį (1.95 pav.), pokytis ∂U_{is} pradeda mažėti ir kartu mažėja $K_{u s}$, nes mažėja atstumas tarp atitinkamų kreivių $I_D(U_{DS})|_{U_{GS 1} = \text{const}}$ ir $I_D(U_{DS})|_{U_{GS 2} = \text{const}}$, ir todėl mažėja pokytis ∂U_{DS} ,

išliekant sąlygai: $\partial U_{GS} = \text{const}$, o tai lemia S_s (1.282) ir kartu $K_{u s} \cong S_s R_a$ (1.297) mažėjimą. Taigi parodėme, jog $K_{u s} \Rightarrow K_{u s \max}$, kai VT veiktas taškas $\{U_{DS}, I_D\}$ parenkamas arti linijos U_k – riboje tarp išėjimo VACH pradinės ir sąsmukos sričių (1.95 pav.), ir todėl priklausomybė $K_{u s}(R_a)$ turi smailės pavidalo kreivę (1.96 pav., b).

Paaiškėjo, kad BI schemeje (1.85 pav., b) VT stiprina įtampą, nes $K_{u s, u s} > 1$, ir srovę, nes $K_{i s, i s} \Rightarrow \infty$, kai poveikio signalo U_{in} dažnis $\omega_{in} \Rightarrow 0$. Į BI grandinę įjungto VT įėjimo varžos pastoviajam ir kintamajam signalams atitinkamai yra $R_{GS s} \Rightarrow \infty$ ir $r_{GS s} \Rightarrow \infty$, kai yra tenkinama sąlyga (1.254). Išėjimo varža $R_{DS s}$ pastoviajai srovei yra užtūros įtampos U_{GS} funkcija (1.289) ir kinta nuo mažiausios vertės $R_{DS s \min} = |U_s|/I_{Ds \max}$, kai $U_{GS} = 0$ ir $|U_{DS}| = |U_s|$, iki ∞ , kai $U_{GS} = U_s$, t. y. vienpolis tranzistorius ir BI schemeje elgiasi kaip poveikio įtampa $U_{in} = U_{GS}$ valdomas kintamasis rezistorius $R_{DS s}(U_{GS})$ (1.93 pav., a) – elektriškai valdomas potenciometras. Į BI schemą įjungto VT diferencialinės išėjimo varžos $r_{DS s}$ priklausomybė nuo įtampos U_{DS} (1.93 pav., b) yra analogiška priklausomybei $r_{DG g}(U_{DG})$ (1.88 pav., b), kai VT yra įjungtas į BU grandinę.

Parodėme, jog BI schemeje VT stiprina įtampą ir srovę, ir todėl surasime galios stiprinimo koeficientus: $K_{P s}$ – pastoviajai srovei ir $K_{p s}$ – kintamajai srovei (čia kaip ir anksčiau yra laikoma, kad kintamojo signalo atveju dažnis ω yra pakankamai mažas, kai galima nepaisyti užtūros talpos C_G slinkties srovės $I_{CG} \cong 0$):

$$K_{P s} = P_{i s}/P_{in}, \quad K_{p s} = P_{i s \sim}/P_{in \sim}, \quad (1.300)$$

čia: $P_{in} = I_{in} \cdot |U_{in}|$, $P_{i s} = I_{i s} \cdot |U_{i s}|$, $P_{in \sim} = I_{o in} \cdot U_{o in}$, $P_{i s \sim} = I_{o i s} \cdot U_{o i s}$.

Iš (1.300) ir tapatybių $I_{i s} = I_D$ ir $I_{in} = I_G$, taip pat pasinaudoję (1.280), (1.295) ir (1.296), randame:

$$K_{P s} = K_{I s} \cdot K_{U s} \Rightarrow \infty, \quad (1.301)$$

nes $K_{I s} \Rightarrow \infty$.

Analogiškai, gauname:

$$K_{p s} = K_{i s} \cdot K_{u s} \Rightarrow \infty, \quad (1.302)$$

nes $K_{i s} \Rightarrow \infty$, kai $\omega \Rightarrow 0$.

Bendros santakos schemeje (BS) (1.85 pav., c) įėjimo srovė yra I_G , o išėjimo srovė I_S . Todėl BS grandinės pastoviosios ir kintamosios srovių perdavimo atitinkami koeficientai $K_{I d}$ ir $K_{i d}$, kai signalo dažnis ω tenkina sąlygą (1.254), yra išreiškiami taip:

$$K_{I d} = I_S/I_G \Rightarrow \infty, \quad K_{i d} = \partial I_S/\partial I_G = I_{o s}/I_{o G} \Rightarrow \infty, \quad (1.303)$$

nes laikome, kad $I_G \cong 0$ ir kartu $I_{G \sim} \cong 0$ (1.254).

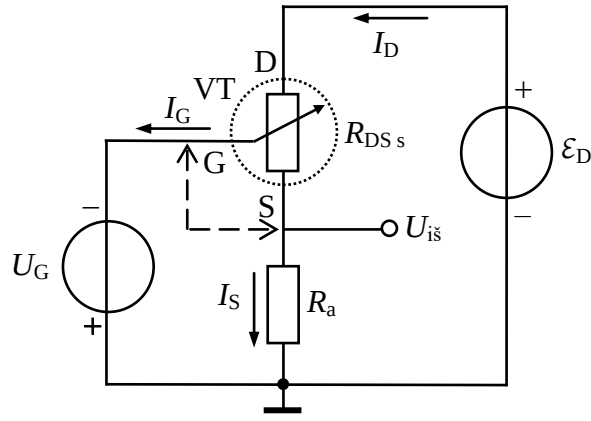
BS grandinėje (1.85 pav., c) VT veikai nusakyti taip pat yra naudojamos:

perdavimo charakteristika: $I_S(U_{GD})$, esant pasirinktai $U_{SD} = \text{const}$;

išėjimo VACH: $I_S(U_{SD})$, esant pasirinktai $U_{GD} = \text{const}$.

Vienpolio tranzistoriaus kanalas dažniausiai yra simetrinis santakos D ir ištakos S atžvilgiu, o ištakos S ir santakos D pastoviosioms ir kintamosioms srovėms, esant sąlygai (1.254), galioja lygybė $I_S = I_D$ (1.253). Todėl akivaizdu, kad visos gautos formulės (1.280)–(1.302) ir VT veikos aprašymas BI schemeje tinka BS grandinei su apkrovos rezistoriumi R_a ištakos S grandinėje, tik šiuo atveju reikia pakeisti atitinkamų verčių raidinę indeksaciją, pavyzdžiui, $U_{DS} \rightarrow U_{SD}$, ir t. t. Tačiau situacija pasikeičia iš esmės, kai ištakos S grandinėje apkrovos rezistorius R_a yra „įžeminamas“ – sujungiamas su „žeme“ ($\perp$), o į santakos D grandinę yra įjungiamas pastoviosios maitinimo įtampos šaltinis $\mathcal{E}_D$. Taip sujungta grandinė yra vadinama **ištakiniu kartotuvu** (IK) ir ši VT jungimo schema yra parodyta 1.97 pav.

Į IK grandinę įjungto VT atveju, kaip ir dvipolio tranzistoriaus EK schemeje (1.65 pav., b) su „įžemintu“ apkrovos rezistoriumi R_a emiterio E grandinėje, įtampa U_{GS} ,



1.97 pav. Ištakinio kartotuvo (IK) grandinė su atidaryto n- kanalo sandūrinio vienpolio tranzistoriaus (VT) elektriškai valdomu varžiniu ekvivalentu $R_{DS\ s}$

analogiškai įtampai U_{BE} (1.182), yra įėjimo ir išėjimo atitinkamų įtampų U_G ir U_{iS} funkcija:

$$U_{GS} = (\pm U_G) - (\pm U_{iS}). \quad (1.304)$$

čia U_G ir U_{iS} įrašomi su savo ženklu „ $\pm$ “.

Akivaizdu, kad IK atveju, kaip ir BS schemoje su „neįžemintu“ apkrovos rezistoriumi R_a , užtūros ir santakos G-D grandinėje VT varža $R_{GD\ d}$ pastoviai srovei ir diferencialinė varža $r_{GD\ d}$ kintamai srovei išlieka nepakitusios:

$$\left. \begin{aligned} R_{GD\ d} &= |U_G|/I_G \Rightarrow \infty, \\ r_{GD\ d} &= \partial U_G / \partial I_G = U_{0\ G} / I_{0\ G} \Rightarrow \infty, \text{ kai } U_{DS} = \text{const}, \end{aligned} \right\} \quad (1.305)$$

nes laikome, kad $I_G \cong 0$ ir $I_G \sim 0$, o tai atitinka žemuosius dažnius $\omega \Rightarrow 0$.

Skirtingai nuo anksčiau išnagrinėtų grandinių, IK schemoje su „įžemintu“ apkrovos rezistoriumi R_a VT ištakos S grandinėje (1.97 pav.) išėjimo įtampa U_{iS} nėra lygi įtampai U_{DS} tarp VT santakos D ir ištakos S. Šiuo atveju išėjimo įtampa U_{iS} yra:

$$U_{iS} = I_S \cdot R_a. \quad (1.306)$$

Ištakos S srovė I_S VT išėjimo VACH pradinėje srityje, kai $0 \leq U_{DS} \leq U_k = |U_s| - |U_{GS}| \geq 0$, analogiškai (1.284), yra išreiškiama taip:

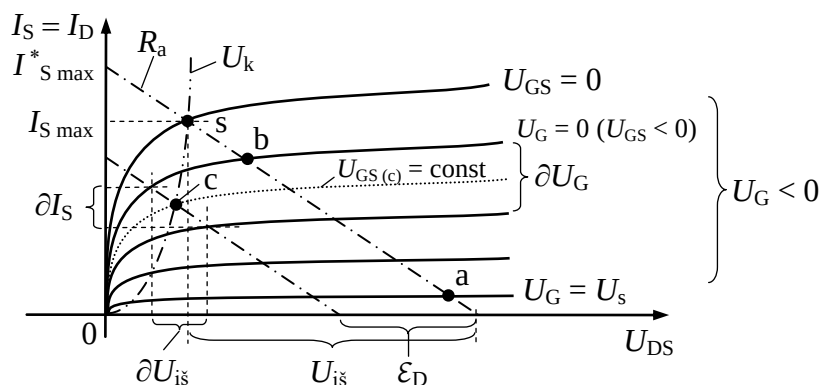
$$\begin{aligned} I_S &= I_{S\ \max} \cdot [2 \cdot (|U_s| - |U_{GS}|) \cdot |U_{DS}| - U_{DS}^2] / U_s^2 = \\ &= I_{S\ \max} \cdot (2 \cdot |U_k| \cdot |U_{DS}| - U_{DS}^2) / U_s^2, \end{aligned} \quad (1.307)$$

čia: $0 \leq |U_k| \leq |U_s|$ ir $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$.

Akivaizdu, kad, analogiškai BI grandinei (1.94 pav.), IK schemoje su „įžemintu“ apkrovos rezistoriumi R_a VT ištakos S grandinėje įtampų ir srovių vertės VT išvaduose galima išreikšti pasinaudojus išėjimo VACH (1.95 pav.) ir joje nubrėžta apkrovos R_a tiese. Tai yra parodyta 1.98 pav.

Iš 1.98 pav. matome, jog šiuo atveju IK schemoje yra pakeistas pastoviosios įtampos U_{iS} atskaitos taškas, nes tai leidžia grafiškai nustatyti VT santakos D įtampą U_{DS} ištakos S atžvilgiu, kai nė vienas iš VT išvadų (kontaktų) nėra „įžemintas“. Šiuo atveju įtampa U_{iS} yra atskaitoma nuo maitinimo įtampos E_D vertės, o ne nuo koordinatinių pradžios taško – 0 vertės.

Tegul VT užtūra G (1.97 pav.) yra atjungta nuo įtampos šaltinio U_G ir sujungta su ištaka S. Tai atitinka trumpąjį jungimą tarp užtūros G ir ištakos S. Tai 1.97 pav. yra parodyta brūkšninėmis rodyklėmis. Todėl, esant šiai sąlygai, imant bet kokias E_D ir R_a vertes, užtūros įtampa $U_{GS} = 0$. Šiuo atveju, kintant įtampai E_{DS} ir varžai R_a , VT veiktos taškas $\{U_{DS}, I_D\}$



1.98 pav. Į ištakinio kartotuvo (IK) grandinę įjungto atidaryto n–kanalo sandūrinio vienpolio tranzistoriaus (VT) išėjimo VACH su joje nubrėžta apkrovos R_a tiese

judės tik išėjimo VACH kreivė $I_D(U_{DS})|_{U_{GS}=0}$ (1.98 pav.). Šios kreivės ir apkrovos R_a tiesės susikirtimo taškas aiškiai nusako įtampas U_{DS} ir srovės I_S vertes, o kartu ir pastoviąją išėjimo įtampą U_{iS} (1.306), pavyzdžiui, taške „s“ (1.98 pav.). Iš (1.306) ir (1.307) įtampos U_{iS} vertei, kai $U_{GS} = 0$, galima parašyti:

$$U_{iS} = R_a \cdot I_{S \max} \cdot |U_{DS}| (2 \cdot |U_s| - |U_{DS}|) / U_s^2, \quad (1.308)$$

čia: $0 \leq |U_{DS}| \leq |U_k| = |U_s|$.

Į išraišką (1.308) įstatę akivaizdžią tapatybę $U_{DS} = \epsilon_D - U_{iS}$, gauname kvadratinę lygtį ieškomos pastoviosios įtampos U_{iS} atžvilgiu, kurią išsprendę randame:

$$U_{iS} = |\epsilon_D| - U_s^2 / (I_{S \max} \cdot R_a) - |U_s| + \{ [|\epsilon_D| - U_s^2 / (I_{S \max} \cdot R_a) - |U_s|]^2 + 2 \cdot |U_s| \cdot |\epsilon_D| - \epsilon_D^2 \}^{1/2}. \quad (1.309)$$

Gautoje lygtyje (1.309) maitinimo šaltinio įtampos ϵ_D ir varžos R_a vertės turi tenkinti šią sąlygą: $|U_{iS}| \geq |\epsilon_D| - |U_s|$, t. y. VT veiktos taškas $\{U_{DS}, I_D\}$ neturi patekti į išėjimo VACH sąsmaukos sritį, kur $I_D(U_{DS}) \cong \text{const}$, kai $U_G = \text{const}$.

Normalioje veikoje VT užtūra G yra prijungta prie įtampos šaltinio $U_G \leq 0$ (1.97 pav.) ir todėl, esant bet kokioms įėjimo įtampos $U_G \leq 0$ vertėms (1.304), užtūros G ir ištakos S įtampa $U_{GS} \neq 0$ (atidaryto n–kanalo sandūrinio VT atveju $U_{GS} < 0$). Kai $U_G = 0$, per VT teka srovė $I_S > 0$ ir užtūros G bei ištakos S įtampa $U_{GS} = -U_{iS}$ (1.304). Matome, jog išėjimo įtampa $-U_{iS}$ „pridaro“ VT ir jo veiktos taškas $\{U_{DS}, I_D\}$ pasislenka apkrovos tiesės R_a žemyn, pavyzdžiui, iš taško „s“ į tašką „b“ (1.98 pav.).

Nusistovėjusią įtampą U_{iS} surasime išsprendę šią lygčių sistemą:

$$\begin{cases} I_S = I_{S \max}^* - |U_{DS}| / R_a, & (1.310) \\ I_S \cong I_{S \max} \cdot [2 \cdot (|U_s| - |U_{iS}|) \cdot |U_{DS}| - U_{DS}^2] / U_s^2, & (1.311) \\ \epsilon_D = U_{DS} + U_{iS}, & (1.312) \end{cases}$$

čia: $I_{S \max}^* = |\epsilon_D| / R_a$ ir šioje lygčių sistemoje lygtis (1.310) atitinka apkrovos R_a tiesę (1.292), lygtis (1.311) – VT išėjimo VACH kreivę $I_D(U_{DS})$ (1.307) taške „b“, padarius pakeitimą: $U_{GS} \rightarrow U_{iS}$, o lygtis (1.312) yra akivaizdi atitinkamų įtampų sumos tapatybė.

Pateiktoje lygčių sistemoje (1.310)–(1.312) antroji lygtis (1.311) yra parašyta apytiksliai, nes VT veiktos taškas $\{U_{DS}, I_D\}$ nusistovi išėjimo VACH sąsmaukos srityje arti linijos U_k (1.98 pav.).

Išsprendę (1.310)–(1.312), randame:

$$U_{iS} \cong |U_s^2| / (2 \cdot I_{S \max} \cdot R_a) + |U_s| - \{ [U_s^2 / (2 \cdot I_{S \max} \cdot R_a) + |U_s|]^2 - 2 \cdot |U_s| \cdot |\epsilon_D| + \epsilon_D^2 \}^{1/2}, \quad (1.313)$$

nes $U_{is} \geq 0$ ir turi būti tenkinama sąlyga: $U_{is} \Rightarrow 0$, kai $\varepsilon_D \Rightarrow 0$.

Kai $|U_G| > 0$, įtampa U_{GS} yra įtampų U_G ir U_{is} suma (1.304), nes $U_G < 0$, o $U_{is} \geq 0$. Todėl didėjant $|U_G|$, VT yra vis labiau pridaromas, dėl ko išėjimo įtampa $U_{is} \Rightarrow 0$, nes $I_S \Rightarrow 0$. Akivaizdu, kad $U_{is} \cong 0$, kai $U_{GS} = -U_G - U_{is} = U_s$ ir iš čia turime tapatybę $U_G \cong U_s$ (1.98 pav.).

Išėjimo įtampos U_{is} priklausomybę nuo U_G surasime iš šios lygčių sistemos:

$$\begin{cases} I_S = I_{S \max}^* - |U_{DS}|/R_a, & (1.314) \\ I_S \cong I_{S \max} \{2 \cdot [|U_s| - (|U_G| + U_{is})] \cdot |U_{DS}| - U_{DS}^2\} / U_s^2, & (1.315) \end{cases}$$

ir akivaizdžios tapatybės (1.312), kurią išsprendę kartu su (1.314) ir (1.315), randame:

$$U_{is} \cong |U_s^2 / (2 \cdot I_{S \max} \cdot R_a) + (|U_s| - |U_G|) - \{[U_s^2 / (2 \cdot I_{S \max} \cdot R_a) + (|U_s| - |U_G|)]^2 - 2 \cdot |\varepsilon_D| \cdot (|U_s| - |U_G|) + \varepsilon_D^2\}^{1/2}|, \quad (1.316)$$

nes $U_{is} \geq 0$ ir turi būti tenkinama sąlyga $U_{is} \Rightarrow 0$, kai $\varepsilon_D \Rightarrow 0$.

Gautose išraiškose (1.313) ir (1.316) įtampų U_G ir ε_D bei varžos R_a vertės turi tenkinti sąlygą: $|U_{is}| \leq |U_k| < |U_s|$, nes VT veikos taškas $\{U_{DS}, I_D\}$ neturi patekti į išėjimo VACH sąsmaukos sritį, kur $I_D(U_{DS}) \cong \text{const}$, kai $U_G = \text{const}$. Norint gauti išėjimo įtampos U_{is} priklausomybę nuo U_G visose VT išėjimo VACH srityse, būtina turėti visą analizinę išėjimo VACH išraišką.

Dvipolio tranzistoriaus atveju įėjimo ir išėjimo VACH, bei perdavimo charakteristiką aprašo Eberso ir Molo lygčių sistema (1.117), o vienpolio tranzistorius atveju tokios bendros analizinių išraiškų sistemos nėra. Šiuo atveju turime dvi atskiras analizines išraiškas, aprašančias VT perdavimo charakteristiką ((1.256), (1.281)) ir išėjimo VACH pradinę sritį ((1.259), (1.284)) įvairiose VT jungimo schemose. Tačiau dažnai šių lygčių pakanka nagrinėjant pagrindines VT charakteristikas ir savybes įvairiose jungimo grandinėse.

Į IK schemą įjungto VT, kai ištakos S grandinėje apkrovos rezistorius R_a yra „įžemintas“ (1.97 pav.) ir yra tenkinama sąlyga: $|I_{G\sim}| = I_s \cong 0$, kintamosios įėjimo įtampos $U_{in\sim} = \partial U_G$ diferencialinis stiprinimo koeficientas $K_{u d}^*$, kai $U_G = \text{const}$, yra:

$$K_{u d}^* = \partial U_{is} / \partial U_{in} = U_{o is} / U_{o in}, \quad (1.317)$$

čia: $U_{is\sim} = \partial U_{is} \equiv \partial U_{DS}$ – kintamoji įtampa IK schemos išėjime U_{is} (1.97 pav.), o sąlyga $U_G = \text{const}$ nurodo VT veikos tašką jo apkrovos R_a tiesėje, pavyzdžiui, taške „c“ (1.98 pav.), kurio vieta nustatoma, pavyzdžiui, parenkant maitinimo šaltinio įtampą ε_D , kai $R_a = \text{const}$, arba parenkant R_a vertę, kai $\varepsilon_D = \text{const}$, ir veikos taškas „c“ yra nustatomas išėjimo VACH pradinėje srityje arti linijos U_k .

Iš (1.316), (1.317) ir tapatybės $U_{G\sim} = U_{in\sim}$ randame:

$$K_{u d}^* = |1 - [U_s^2 / (2 \cdot I_{S \max} \cdot R_a) + (|U_s| - |U_G|) - |\varepsilon_D|] / \{[U_s^2 / (2 \cdot I_{S \max} \cdot R_a) + (|U_s| - |U_G|)]^2 - 2 \cdot |\varepsilon_D| \cdot (|U_s| - |U_G|) - \varepsilon_D^2\}^{1/2}|. \quad (1.318)$$

Iš gautos $K_{u d}^*$ išraiškos (1.318) matome, kad antroji funkcinė formulės dalis – atėminys visada yra mažesnis arba lygus vienetui ir todėl $|K_{u d}^*| \leq 1$. Taigi parodėme, jog IK schema, kurioje į VT ištakos S grandinę įjungtas apkrovos rezistorius R_a yra „įžemintas“ (1.97 pav.), kaip ir dvipolis tranzistorius BK bei EK grandinėse (1.65 pav.), VT įtampos nestiprina. Kita vertus, ši išvada akivaizdžiai kyla ir iš formulių (1.304) bei (1.317), nes $U_{G\sim} = U_{in\sim}$, ir todėl galima parašyti:

$$K_{u d}^* = U_{is\sim} / (U_{is\sim} + U_{GS\sim}) \leq 1. \quad (1.319)$$

Tegu IK schemoje $U_G = 0$ (1.97 pav.). Šiuo atveju $U_{GS\sim} = U_{is\sim}$ (1.304) ir VT veikos taškas $\{U_{DS}, I_D\}$ yra išėjimo VACH sąsmaukos srityje arti linijos $U_k \approx U_s$, pavyzdžiui, taške „b“ (1.98 pav.). Kai pastovioji įėjimo įtampa $U_G < 0$ ir jos modulis didėja $|\Delta U_G| > 0$, ištakos S

pastovioji srovė $I_S > 0$ ir jos modulis mažėja $|ΔI_S| < 0$. Todėl VT veikos taškas $\{U_{DS}, I_D\}$ iš taško „b“ slenka apkrovos R_a tiese žemyn, artėdamas prie atkirtos taško „a“, ir dėl to pastovioji išėjimo įtampa U_{is} , kurios vertė yra atskaitoma nuo E_D (1.98 pav.), taip pat mažėja ir artėja prie nulinės vertės (1.316). Taigi, išėjimo įtampos U_{is} pokyčio $ΔU_{is} < 0$ ženklas sutampa su įėjimo įtampos U_{in} pokyčio $ΔU_G < 0$ ženklu. Iš čia matome, jog IK schemoje kintamosios išėjimo įtampos $U_{is} \sim$ pokyčio $∂U_{is}$ fazė $φ_{is}$ sutampa su kintamosios įėjimo įtampos $U_{in} \sim$ pokyčio $∂U_{in} = ∂U_G$ faze $φ_{in} = φ_{is}$. Todėl VT IK schemoje (1.97 pav.), esant žemiems dažniams $ω \Rightarrow 0$, kaip ir dvipolis tranzistorius BK bei EK grandinėse (1.65 pav.), įėjimo poveikio signalo U_{in} fazės $φ_{in}$ nepasuka: $Δφ = φ_{is} - φ_{in} = 0$.

Uždaryto n– arba p– kanalo VT su p–n sandūros užtūra G (uždaryto n– arba p– kanalo sandūrinis VT (1.84 pav., c ir d, (c* ir d*)) elektrinės savybės atitinka indukuoto n– ir p– kanalo MOP tranzistorių (1.84 pav., g ir h, (g* ir h*)) elektrinės savybės ir charakteristikas, o MOP tranzistoriai yra išnagrinėti toliau šiame skyriuje. Čia pasakytina, kad uždaryto kanalo sandūrinio VT kanalas, kai užtūros G įtampa $U_G = 0$, yra uždarytas, ir todėl $I_{D, s} \cong 0$, o atidaryto kanalo sandūrinio VT kanalas – atidarytas, ir todėl $I_{D, s} > 0$, tai ir lemia jų pavadinimus.

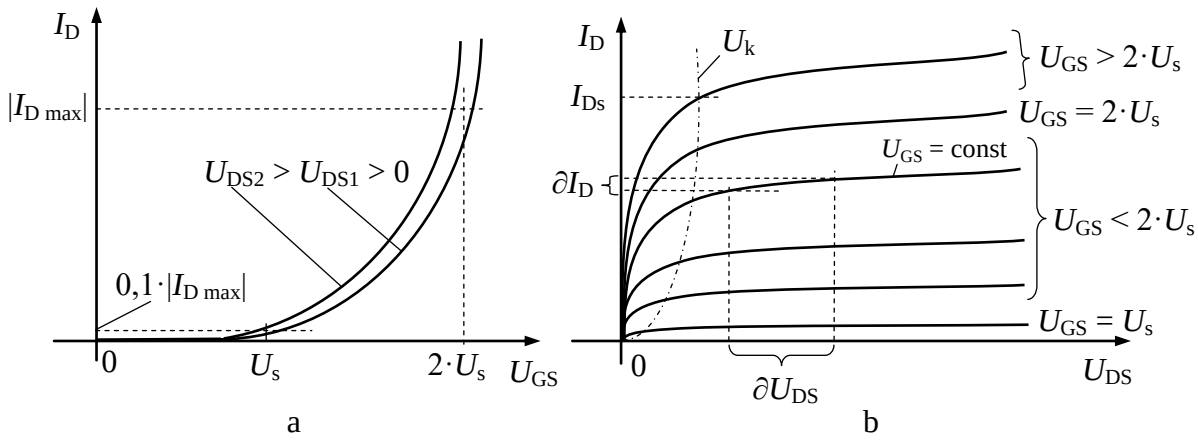
Įterpto n– ir p– kanalo MOP (MDP) tranzistorių (1.84 pav., e ir f, (e* ir f*)) elektrinės savybės ir charakteristikos atitinka anksčiau aprašytų n– ir p– kanalo sandūrinių VT elektrinės charakteristikas ir savybes. Pagrindinis skirtumas yra tas, jog įterpto kanalo MOP tranzistorių užtūros G įtampa U_G bei kanalo įtampa U_{DS} tarp santakos D ir ištakos S išvadų gali būti abiejų poliaringumų: „±“ arba „ $\mp$ “, o sandūrinių lauko tranzistorių – tik tokio poliaringumo, kuris lemia atgalinės įtampos kryptį užtūros G p–n sandūroje. Todėl į BI schemą įjungto įterpto n– arba p– kanalo MOP VT perdavimo charakteristika $I_D(U_{GS})$, kai $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_S|$, analogiškai (1.281), yra išreiškiama šia aproksimacija:

$$I_D \cong I_{D, s, \max} \cdot [1 - (|U_{GS}|/|U_S|)]^2, \quad (1.320)$$

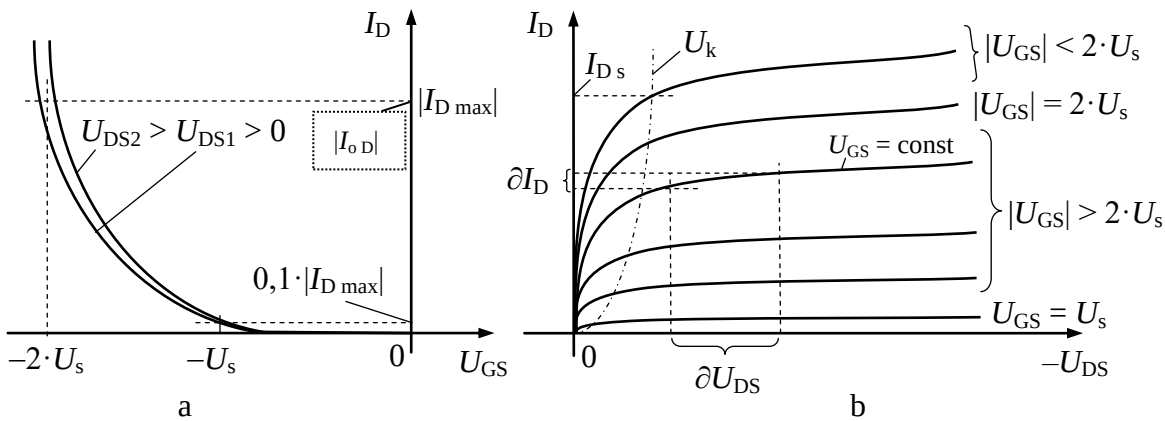
Jau minėjome, jog įterpto kanalo MOP VT užtūros G įtampa U_G taip pat gali būti abiejų poliaringumų: $\pm$ arba „ $\mp$ “. Tačiau išraiškos (1.320) skliaustuose yra parašytas tik ženklas „–“, nes tai atitinka įterpto n– arba p– kanalo MOP VT normalią veiką, kad ir kokio tipo būtų kanalas – n– arba p–. Normalioje VT veikoje, esant įtampai $U_{GS} = 0$, MOP VT yra „atidarytas“ ir $I_{D, s} > 0$, o kai $U_{GS} = U_S$, MOP VT yra „uždarytas“ ir $I_{D, s} \cong 0$. Kai $U_{GS} > 0$, esant n– kanalui, arba $U_{GS} < 0$, esant p– kanalui, santakos srovė $|I_D| > |I_{D, s, \max}|$. Tačiau ši veika nėra plačiai naudojama, nes šioje perdavimo charakteristikos srityje VT statusas S yra mažas ir didėjant įtampai $|U_G|$, statumo S vertė artėja į nulį.

Indukuoto n– ir p– kanalo MOP (MDP) tranzistorių (1.84 pav., g ir h, (g* ir h*)) elektrinės savybės ir charakteristikos skiriasi nuo anksčiau aprašytų atidarytųjų n– ir p– kanalo sandūrinių VT elektrinių charakteristikų ir savybių. Pagrindinis skirtumas yra tas, kad indukuoto kanalo MOP VT pradeda veikti tik tada, kai pastovioji užtūros G įtampa U_G viršija slenkstinę įtampą U_S , kai $|U_G| \geq |U_S|$. Todėl šių MOP VT užtūros G įtampa U_G , kaip ir sandūrinių VT, gali būti tik vieno poliaringumo „+“ arba „–“. Indukuoto kanalo MOP VT įtampa U_{DS} tarp santakos D ir ištakos S išvadų, kaip ir įterpto kanalo MOP VT, gali būti abiejų poliaringumų: „±“ arba „ $\mp$ “. Čia pasakysime, kad įprastai indukuoto kanalo MOP VT yra gaminami su įmontuotais apsauginiais diodais, įjungtais tarp ištakos S ir santakos D. Indukuoto n– kanalo MOP VT atveju apsauginio diodo katodas sujungtas su santaka D, o anodas – su ištaka S. Todėl BI schemoje tokio MOP VT normali veika, kai $U_{DS} > 0$ ir $U_{GS} > 0$. Analogiškai indukuoto p– kanalo MOP VT atveju apsauginio diodo katodas sujungtas su ištaka S, o anodas – su santaka D. Todėl BI schemoje tokio MOP VT normali veika, kai $U_{DS} < 0$ ir $U_{GS} < 0$.

1.99 pav., a ir b, yra parodytos BI schemoje įjungto indukuoto n– kanalo MOP VT atitinkamai perdavimo charakteristika $I_D(U_{GS})$ ir išėjimo VACH, o 1.100 pav. – į BI schemą įjungto indukuoto p– kanalo MOP VT atitinkamai perdavimo charakteristika $I_D(U_{GS})$ ir



1.99 pav. Į bendraištakę (BI) schemą įjungto indukuoto n– kanalo MOP VT perdavimo charakteristika $I_D(U_{GS})$ (a) ir išėjimo VACH (b)



1.100 pav. Į bendraištakę (BI) schemą įjungto indukuoto p– kanalo MOP VT perdavimo charakteristika $I_D(U_{GS})$ (a) ir išėjimo VACH (b)

išėjimo VACH.

1.99 pav., a, ir 1.100 pav., a, parodytas indukuoto n– ir p– kanalo MOP VT perdavimo charakteristikas BI schemoje galima aproksimuoti taip:

$$I_D \cong I_{D \max} \cdot [1 - (2 \cdot |U_s| - |U_{GS}|) / |U_s|]^2, \quad (1.321)$$

čia: $|U_{GS}| \geq |U_s|$.

Kai įtampa $|U_{GS}| > 2 \cdot |U_s|$, išraiškos (1.321) paprastuose skliaustuose esantis narys tampa neigiamas ir srovė $|I_D| > |I_{D \max}|$. Todėl santakos D srovė $I_{D \max}$, kurią atitinka užtūros G įtampa $|U_{GS}| = 2 \cdot |U_s|$, nėra didžiausia leistina įterpto kanalo MOP VT santakos D srovė I_D , ir todėl išraiškoje (1.321) vietoje $I_{D \max}$ yra tikslinga įrašyti I_{oD} , o dydį $I_{D \max}$ vartoti kaip maksimalios santakos srovės parametą, nes dažniausiai $I_{D \max} > I_{oD}$. Kita vertus, įterpto kanalo MOP VT veikia, kai $|U_{GS}| > 2 \cdot |U_s|$, nėra plačiai naudojama, nes šioje perdavimo charakteristikos srityje MOP VT statumas S yra santykinai mažas ir užtūros G įtampai $|U_{GS}|$ viršijus $2 \cdot |U_s|$ ir toliau didėjant, statumo S vertė artėja į nulį.

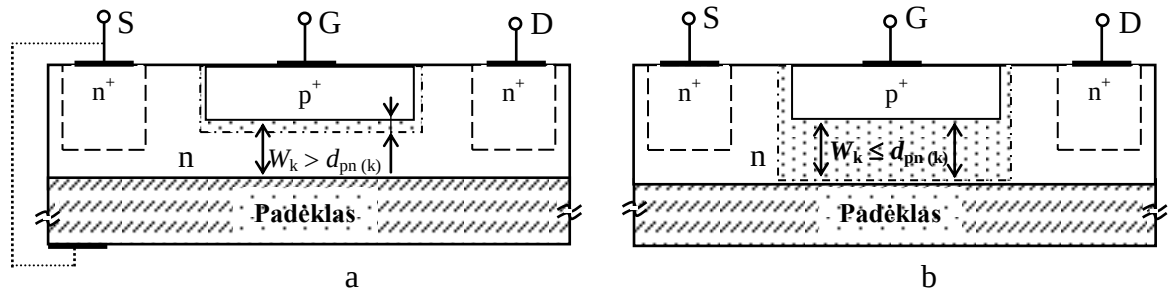
Akivaizdu, jog užtūros G įtampos U_{GS} srityje $2 \cdot |U_s| \geq |U_{GS}| \geq |U_s|$ indukuoto n– ir p– kanalo MOP VT (1.84 pav., g ir h, (g^* ir h^*)) elektrinės savybės ir charakteristikos – įėjimo bei išėjimo varžos R_{in} , iš ir r_{in} , iš, įtampos, srovės bei galios stiprinimo arba perdavimo koeficientai $K_{U, u, I, i, p}$ įvairiose jungimo schemose atitinka anksčiau aprašytų atidarytųjų n– ir p– kanalo sandūrinių VT atitinkamas elektrines charakteristikas ir savybes atitinkamose jungimo grandinėse. Čia pasakytina, kad uždaryto n– arba p– kanalo sandūrinio VT VACH sutampa su atitinkamomis indukuoto n– arba p– kanalo MOP VT VACH.

1.3.2.1. Vienpolio (lauko) tranzistoriaus fizikiniai veikos principai

Analogiškai anksčiau išnagrinėtų puslaidininkinio diodo (D) ir dvipolio tranzistoriaus (DT) atvejams, be pagrindinių elektrinių vienpolio tranzistoriaus (VT) charakteristikų ir savybių, yra būtina žinoti *vienpolio (lauko) tranzistoriaus fizikinius veikos principus*, nes tai leidžia kurti naujus puslaidininkinius įtaisus ir kartu konstruoti naujas elektronines schemas su jais.

Visais atvejais VT yra sudarytas iš varžinio kanalo ir jo varžos R_k vertę valdančios užtūros G. Pagal VT užtūros G ir kanalo konstrukciją tranzistoriai yra klasifikuojami į atskiras grupes. Šios grupės yra parodytos 1.84 pav. Todėl pirmiausia išnagrinėsime sandūrinio VT, pavyzdžiui, atidarytojo n– kanalo (1.84 pav., a ir b, (a^* ir b^*)), veikos fiziką.

Tipinis **sandūrinio atidarytojo n– kanalo vienpolio tranzistoriaus** planariosios (paviršinės) konstrukcijos pjūvis yra parodytas 1.101 pav., a.



1.101 pav. Sandūrinio atidarytojo (a) ir uždarytojo (b) n– kanalo vienpolių tranzistorių (VT) planariosios (paviršinės) konstrukcijos pjūviai

Iš 1.101 pav. matome, jog ant elektrai nelaidaus padėklo, pavyzdžiui, dielektriko, yra suformuotas n– puslaidininkio sluoksnis, kuriame vienu iš žinomų technologinių būdų yra suformuotos dvi stipriai legiruotos n^+ – sritys, ir tarp jų yra įterpta stipriai legiruota p^+ – sritis, bei ominiai kontaktai S, G ir D prie jų. Viena iš n^+ – sričių yra ištaka S, o kita – santaka D. Čia p^+ – n sandūra yra sandūrinio VT užtūra G. Betarpiškai po užtūros p^+ – sritimi esanti n– puslaidininkio sritis yra vadinama *kanalu*. Padėklas yra padarytas iš elektrai nelaidžios, bet šilumai laidžios medžiagos, pavyzdžiui, dielektriko, o planarinės technologijos avėjų ir iš p– puslaidininkio. Antruoju atveju tarp užtūros G ir p– puslaidininkinio padėklo susidaro parazitinis p^+ – n – p darinys – nepageidautinas dvipolis tranzistorius, kuris gali daryti neigiamą įtaką sandūrinio VT veikai. Todėl p– puslaidininkinis padėklas yra trumpuoju jungimu sujungiamas su ištaka S (1.101 pav., a, tai yra parodyta taškinėmis linijomis). Užtūros G p^+ – sritis yra daroma stipriai legiruota ir tai yra parodoma su laipsniniu indeksu „+“ → p^+ , kai $N_a \gg p_i$, o kai yra labai stiprus legiravimas – su laipsniniu indeksu „++“ → p^{++} arba n– puslaidininkio atveju n^+ – ir n^{++} , kai $N_d \gg n_i$. Dėl stipriai nesimetrinės užtūros G p^+ – n sandūros jos nuskurdinta sritis, kuri 1.101 pav. yra parodyta brūkšnine-taškine linija ir užpildyta taškeliais, yra išimtinai mažiau priemaišomis legiruotame n– puslaidininkyje (1.38), šiuo atveju VT n– kanale. Atidarytojo n– arba p– kanalo sandūrinio VT kanalą legiruojančių priemaišų tankis atitinkamai N_d arba N_a , ir jo metalurginis storis W_k – atstumas tarp užtūros G p^+ – n sandūros metalurginės ribos ir padėklo, yra parenkami taip, kad esant neutraliai situacijai, kai prie kontaktų S, G ir D nėra prijungta išorinių įtampų, užtūros G p^+ – n nuskurdintos sandūros srities storis $d_{pn(k)}$ kanale tenkintų šią sąlygą (1.39):

$$d_{pn(k)} \cong [\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \varphi_k / (q \cdot N_{a,d})]^{1/2} \leq 0,1 \cdot W_k, \quad (1.322)$$

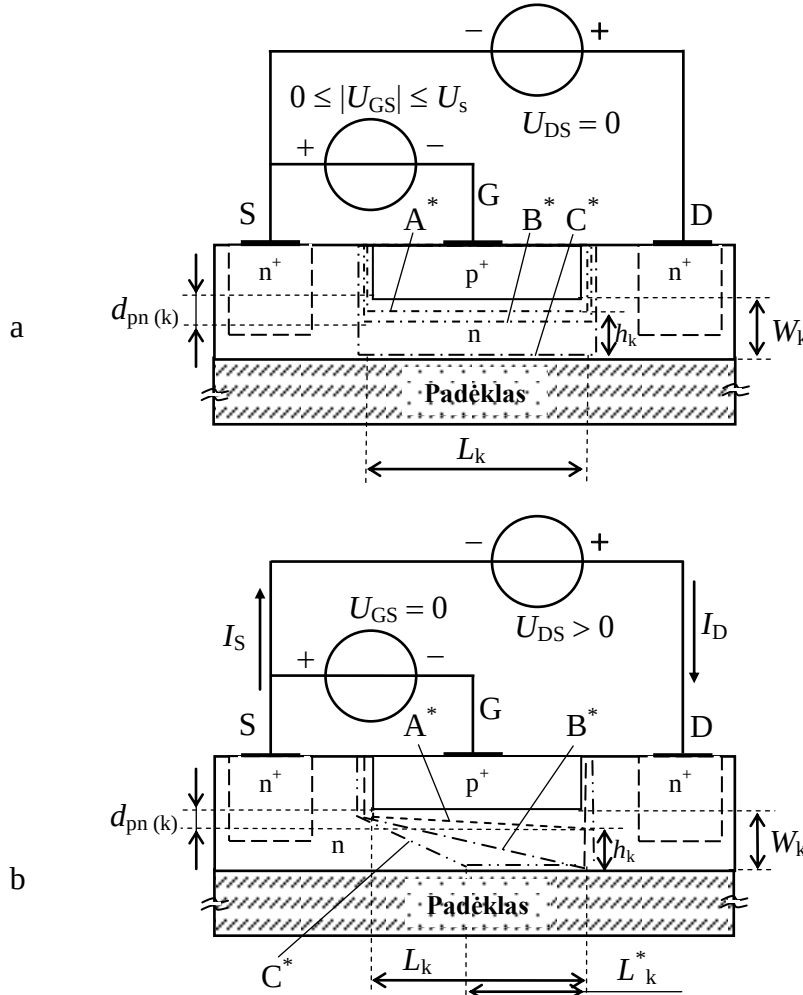
čia: $d_{pn(k)}$ – p^+ – n sandūros nuskurdintos srities storio $d_{pn(k)}$ vertė kanale, kai $U_{GS} = U_{DS} = 0$.

Kita atidarytojo sandūrinio VT efektyvios veikos sąlyga yra ši:

$$d_{pn(k) \max} \cong [\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot (\varphi_k + |U_s|) / (q \cdot N_{a,d})]^{1/2} \geq W_k, \quad (1.323)$$

čia $d_{pn(k) \max}$ – užtūros G p⁺–n sandūros nuskurdintos srities storio $d_{pn(k)}$ maksimali vertė kanale, kai yra tenkinama sąlyga: $|U_s| \leq |U_{pn \max}|$ – užtūros G p⁺–n sandūros pramušimo įtampa atgaline kryptimi.

Anksčiau parodėme, jog pagrindinė VT savybė yra jo santakos D srovės I_D priklausomybė nuo užtūros G-ištakos S įtampos U_{GS} (1.252). Šią funkciją $I_D(U_{GS})$ lemia VT kanalo varžos R_k tarp santakos D ir ištakos S priklausomybė nuo įtampos U_{GS} , kai $U_{DS} = \text{const}$ (1.289). Todėl iš pradžių surasime priklausomybę $R_k(U_{GS})$, kai įtampa $U_{DS} = 0$. Tam 1.102 pav., a, yra parodytos užtūros G p⁺–n sandūros nuskurdintos srities būsenos atidarytojo n–kanalo sandūrinio VT kanale, kai $U_{GS} = 0$ (A*), $U_s < U_{GS} < 0$ (B*) ir $U_{GS} = U_s$ (C*).



1.102 pav. Užtūros G p⁺–n sandūros nuskurdintos srities $d_{pn(k)}$ būsenos atidarytojo n–kanalo sandūrinio vienpolio tranzistoriaus (VT) kanale, kai $U_{GS} = 0$ (A*), $U_s < U_{GS} < 0$ (B*) ir $U_{GS} = U_s$ (C*), esant $U_{DS} = 0$ (a) ir $U_{DS} > 0$ (b)

Iš 1.102 pav., a, matome, kad didėjant U_{GS} moduliui $|U_{GS}|$, užtūros G p⁺–n sandūros nuskurdinta sritis $d_{pn(k)}$ kanale plečiasi. Todėl kanalo sritis tarp padėklo ir p⁺–n sandūros nuskurdintos srities kanale siaurėja ir, užtūros įtampai U_{GS} pasiekus sąlygą $U_{GS} = U_s$, p⁺–n sandūros nuskurdinta sritis $d_{pn(k)}$ kanale susiliečia su padėklu, ir todėl visiškai „uždaro“ kanalą. Kanalo srities storis h_k tarp p⁺–n sandūros nuskurdintos srities $d_{pn(k)}$ kanale ir padėklo yra išreiškiamas akivaizdžia išraiška:

$$h_k = W_k - d_{pn(k)}, \quad (1.324)$$

čia p⁺–n sandūros nuskurdintos srities storį $d_{pn(k)}$ kanale, analogiškai (1.42), galima išreikšti taip:

$$d_{pn(k)} = [2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot (\varphi_k + |U_{GS}|) / (q \cdot N_d)]^{1/2} \cong [2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot |U_{GS}| / (q \cdot N_d)]^{1/2}. \quad (1.325)$$

Iš sąlygos $h_k = 0$ ir išraiškų (1.324), bei (1.325), randame slenkstinę įtampą U_s , kuriai esant užtūros $G p^+ - n$ sandūros nuskurdinta sritis $d_{pn(k)}$ kanale susiliečia su padėklu (1.102 pav., $a \Rightarrow C^*$, $b \Rightarrow B^*$):

$$0 = W_k - [2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot |U_s| / (q \cdot N_d)]^{1/2},$$

ir iš čia gauname:

$$U_s = q \cdot N_d \cdot W_k^2 / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0). \quad (1.326)$$

Išraišką (1.324), panaudoję (1.325) ir (1.326), galime parašyti taip:

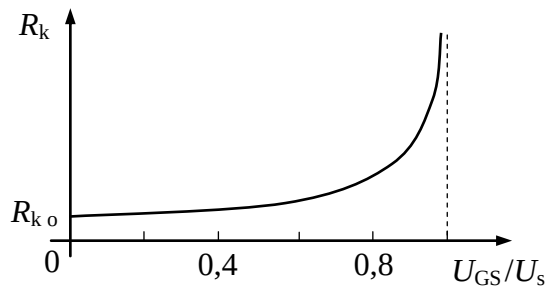
$$h_k = W_k \cdot [1 - (|U_{GS}| / |U_s|)^{1/2}], \text{ kai } 0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|. \quad (1.327)$$

Pasinaudoję (1.327), kai $U_{DS} = 0$, atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus kanalo varžą R_k išreiškiame taip:

$$R_k = \rho_k \cdot L_k / (h_k \cdot L_G) = R_{k0} / [1 - (|U_{GS}| / |U_s|)^{1/2}], \text{ kai } 0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|, \quad (1.328)$$

čia: $R_{k0} = \rho_k \cdot L_k / (W_k \cdot L_G)$ – atidaryto kanalo minimali varža, kai $U_{GS} = 0$ ir $U_{DS} = 0$; ρ_k , L_k ir L_G – atitinkamai kanalo savitoji varža, ilgis ir plotis.

Iš (1.328) apskaičiuota priklausomybė $R_k(U_{GS})$, kai $U_{DS} = 0$, yra parodyta 1.103 pav.



1.103 pav. Iš (1.328) apskaičiuota atidarytojo sandūrinio vienpolio tranzistoriaus (VT) kanalo varžos R_k priklausomybė $R_k(U_{GS})$, kai $U_{DS} = 0$, čia užtūros G -ištakos S įtampa U_{GS} yra pateikta normuotu masteliu U_{GS}/U_s

Iš 1.103 pav. matome, jog, esant $U_{DS} = 0$, atidarytojo sandūrinio VT kanalo varža $R_k \Rightarrow \infty$, kai $U_{GS} \Rightarrow U_s$.

Kai įtampa $|U_{DS}| > 0$ ir $0 \leq U_{GS} < U_s$, užtūros $G p^+ - n$ sandūros nuskurdintos srities storis $d_{pn(k)}$ kanale didėja santakos D kryptimi ir įgauna pleišto pavidalą (1.102 pav., b). Tai paaiškinama tuo, kad dėl tekančios per kanalą santakos D srovės $I_D > 0$ įtampa U_{DS} pasiskirsto išilgai kanalo tarp santakos D ir ištakos S . Čia kanalo varžą R_k yra patogiu atvaizduoti nuosekliai sujungtų N vienodo nominalo rezistorių R_{ki} grandine:

$$R_k = \sum_{i=1}^N R_{ki}. \quad (1.328a)$$

Akivaizdu, jog įtampos U_{DS} dalis U_{S-k} , kuri yra tarp ištakos S kontakto ir kanalo (k) pradžios – užtūros $G p^+ - n$ sandūros nuskurdintos srities pradžios, yra mažesnė už įtampos U_{DS} dalį U_{S+k} , kuri yra tarp ištakos S kontakto ir kanalo (k) pabaigos – užtūros $G p^+ - n$ sandūros nuskurdintos srities pabaigos, esančios šalia santakos D kontakto. Todėl $U_{S+k} > U_{S-k}$. Tokiu atveju atgalinė įtampa $U_G(x)$, esanti užtūros $G p^+ - n$ sandūros su koordinate x vietoje, didėja santakos D kryptimi – ašies x kryptimi, ir todėl užtūros $G p^+ - n$ sandūros nuskurdinta sritis kanale įgauna pleišto pavidalą (1.102 pav., b), nes $d_{pn(k)}$ kanale didėja santakos D kryptimi. Čia įtampos U_G vertė $U_G(x)$ atitinka įtampą tarp užtūros metalinio kontakto G ir kanalo taško x , kuriame yra sujungti ekvivalentiniai kanalo varžos R_k rezistoriai R_{ki} ir $R_{k(i+1)}$, čia x kinta intervale $0 \leq x \leq L_k$.

Kai $|U_{DS}| > 0$, formulė (1.328) negali būti taikoma, nes užtūros $G p^+ - n$ sandūros

nuskurdinta sritis turi pleišto pavidalą (1.102 pav. b), todėl $h_k \neq \text{const}$. Tačiau išraiška (1.328) gali būti taikoma labai mažam kanalo ilgiui $\delta L_k \equiv dx$ – kanalo dalies elementarusis ilgis taške x_i , kuriame galima laikyti, jog jame užtūros $G p^+$ –n sandūros nuskurdintos srities storis $d_{pn(k)}(x_i) \approx \text{const}$. Šiuo atveju, pasinaudoję išraiška (1.328), kanalo taške x elementariojo ilgio dx varžą dR_k galime išreikšti taip:

$$dR_k = \rho_k \cdot dx / (h_k(x) \cdot L_G) = \{R_{ko} / \{L_k \cdot \{1 - [(|U_{GS}| + |U_{xS}(x)|)/|U_s|]^{1/2}\}\}\} \cdot dx, \quad (1.329)$$

čia: $U_{xS}(x)$ – įtampa tarp kanalo taško x ir ištakos S , kurios vertė yra nulemta tekančios kanalu santakos D srovės I_D .

Skirtingai nuo formulės (1.328), išraiškoje (1.329) atgalinė įtampa U_{Gx} užtūros $G p^+$ –n sandūroje yra išreikšta įtampų U_{GS} ir $U_{xS}(x)$ sumos pavidalu.

Akivaizdu, jog santakos D srovė I_D visuose kanalo taškuose x yra vienoda. Todėl įtampa $dU_{xS}(x)$ kanalo elementariajame ilgyje dx yra:

$$dU_{xS}(x) = I_D \cdot dR_k = I_D \cdot \{R_{ko} / \{L_k \cdot \{1 - [(|U_{GS}| + |U_{xS}(x)|)/|U_s|]^{1/2}\}\}\} \cdot dx,$$

Iš čia, atskyrę kintamuosius, turime:

$$\{1 - [(|U_{GS}| + |U_{xS}(x)|)/|U_s|]^{1/2}\} \cdot dU_{xS}(x) = (I_D \cdot R_{ko} / L_k) \cdot dx, \quad (1.329a)$$

Esant šioms kraštinėms sąlygoms: kai $x = 0$, $U_{xS} = 0$ ir kai $x = L_k$, $U_{xS} = U_{DS}$, suintegravę (1.329a) randame:

$$\int_0^{U_{DS}} \{1 - [(|U_{GS}| + |U_{xS}(x)|)/|U_s|]^{1/2}\} \cdot dU_{xS}(x) = \int_0^{L_k} (I_D \cdot R_{ko} / L_k) \cdot dx,$$

$$|U_{DS}| - 2 \cdot [(|U_{GS}| + |U_{DS}|)^{3/2} - U_{GS}^{3/2}] / (3 \cdot |U_s|^{1/2}) = I_D \cdot R_{ko},$$

ir iš čia:

$$I_D = \{|U_{DS}| + 2 \cdot [(|U_{GS}|^{3/2} - (|U_{GS}| + |U_{DS}|)^{3/2}) / (3 \cdot |U_s|^{1/2})]\} / R_{ko}. \quad (1.330)$$

Gauta išraiška (1.330), kaip ir jos aproksimacijos (1.259), bei (1.284), aprašo tik pradinę atidarytojo sandūrinio lauko tranzistoriaus išėjimo VACH sritį (1.92 pav., b), kai turime sąlygas: $0 \leq |U_{DS}| \leq |U_k|$ ir $|U_{GS}| + |U_{DS}| \leq |U_s|$. Iš čia matome, jog didėjant įtampai $|U_{DS}|$, kai $U_{GS} = \text{const}$, įtampa U_k nusako situaciją, kai įvyksta užtūros $G p^+$ –n sandūros nuskurdintos srities $d_{pn(k)}(x)$ kanale sąlytis su padėklu. Tai yra parodyta 1.102 pav., b, kur situaciją A^* atitinka sąlyga $U_{GS} = 0$ ir $0 < |U_{DS}| < |U_k|$, o situaciją B^* , kai $U_{GS} = 0$ ir $U_{DS} = U_k$. Taigi matome lyg ir paradoksalią situaciją – didėjant įtampai $|U_{DS}|$, srovė I_D taip pat didėja (1.330) (1.92 pav., b), o kanalas yra „uždaromas“ – jo varža R_k didėja. Tai paaiškinama tuo, kad kanalą uždaranti atgalinė įtampa $U_G(x)$ užtūros $G p^+$ –n sandūroje yra sukuriamą didėjančios srovės I_D . Todėl vyksta savireguliacijos procesas, kurio metu didėjant $|U_{DS}|$ yra apribojamas srovės I_D prieaugis ΔI_D . Šis prieaugis, didėjant įtampai $|U_{DS}|$, mažėja ir, kai $U_{DS} = U_k$, išnyksta visai – $\Delta I_D \Rightarrow 0$. Iš čia matome, kad esant $U_{DS} = U_k$, santakos srovė I_D pasiekia maksimalią – soties vertę I_{Ds} (1.92 pav., b), kurią randame iš (1.330) ir iš sąlygos: $|U_{GS}| + |U_{DS}| = |U_s|$, ir tai išreiškiame taip:

$$I_{Ds} = [|U_s| - |U_{GS}| + 2 \cdot (|U_{GS}|^{3/2} - |U_s|^{3/2}) / (3 \cdot |U_s|^{1/2})] / R_{ko} =$$

$$= \{|U_s|/3 - |U_{GS}| \cdot [1 - 2 \cdot (|U_{GS}|/|U_s|)^{1/2}/3]\} / R_{ko}. \quad (1.331)$$

Toliau didinant $|U_{DS}| > |U_k|$, santakos srovė $I_D = I_{Ds} \equiv \text{const}$ ir turime atidarytojo sandūrinio VT išėjimo VACH sąsmaukos sritį (1.92 pav., b). Šioje srityje santakos srovė I_D išlieka beveik pastovi todėl, kad didinant $|U_{DS}| > |U_k|$, plečiasi užtūros $G p^+$ –n sandūros nuskurdintos srities $d_{pn(k)}(x)$ sąlyčio su padėklu plotas (1.102 pav., b, tai atitinka situaciją C^*). Dėl šio reiškinių visas įtampos $|U_{DS}|$ prieaugis ΔU_{DS} yra siauro sąlyčio sluoksnelio

padidėjusioje varžoje R_k^* – kanalo dalyje L_k^* , esančioje tarp padėklo ir užtūros $G p^+$ –n sandūros išsiplėtusios nuskurdintos srities pleišto viršūnės. Kita vertus, akivaizdu, jog šiame labai siaurame didelės varžos R_k^* kanalo sektoriuje L_k^* yra beveik visa įtampa U_{DS} . Todėl elektrinio lauko stipris E^* šiame kanalo sektoriuje L_k^* yra didžiausias. Iš puslaidininkų fizikos žinome, jog krūvininkų judrumas $\mu_{n,p} = v_{drf}/E$, čia v_{drf} – krūvininkų dreifinis greitis, priklauso nuo lauko stiprio E , ir stipriuose laukuose E pradeda mažėti, nes $\mu_{n,p} \sim 1/E$, kai $v_{drf} \cong \text{const}$. Taigi, toliau didinant santakos ir ištakos įtampą $|U_{DS}|$ susiaurėjusioje kanalo srityje L_k^* , kurioje užtūros $G p^+$ –n sandūros nuskurdinta sritis $d_{pn(k)}(L_k^*)$ kanale beveik liečiasi su padėklu, joje tekančios srovės tankis $j_D = q \cdot n \cdot \mu_{n,p} \cdot E^* \cong \text{const}$ – išlieka pastovus ir kartu srovė $I_D \cong \text{const}$, nes šiuo atveju $v_{drf} = v_s \cong \text{const}$. Iš čia matome, jog krūvininkų dreifinis greitis v_{drf} susiaurėjusioje kanalo srityje L_k^* pasiekia savo didžiausią – soties vertę v_s ir toliau nuo didėjančio E nebeprisiekia.

Gauta išraiška (1.330) yra gana sudėtinga ir retai taikoma. Todėl dažniausiai yra taikomos išraiškos (1.330) aproksimacijos (1.259) ir (1.284), kur $I_{D \max} = U_{DS}/R_{k0}$. Čia tariame, jog aktyviosios kanalo srities L_k varža R_{k0} yra daug didesnė už pasyviųjų kanalo sričių prie ištakos S ir santakos D atitinkamas varžas $R_{S'S} \ll R_{k0}$ ir $R_{D'D} \ll R_{k0}$. Todėl varžų $R_{S'S}, R_{D'D}$ įtakos srovės I_D vertei nepaisome. Pasyviosios kanalo sritys kartu su n^+ –sritimis yra atitinkamai tarp kanalo srities L_k ir ištakos bei santakos ominių kontaktų S ir D (1.102 pav.).

Anksčiau įvairiose jungimo grandinėse radome atidarytojo sandūrinio VT statumo S išraiškas (1.257) ir (1.282), kai VT veiktas taškas $\{U_{DS}, I_D\}$ yra išėjimo VACH pradinėje srityje: $0 \leq |U_{DS}| \leq |U_k|$. Todėl iš gautos priklausomybės $I_{Ds}(U_{GS})$ (1.331) surandame statumo S^* išraišką atidarytojo sandūrinio VT išėjimo VACH sąsmaukos srityje, kai $|U_{DS}| \geq |U_k|$:

$$S^* = \partial I_{Ds} / \partial U_{GS} = [I_{Ds}(U_{GS})]' \Big|_{U_{GS} = \text{const}} = I_{Ds} / U_{oGS} = \\ = \{[-1 + (|UGS|/|Us|)1/2]\} / R_{k0} = \{[1 - (|UGS|/|Us|)1/2]\} / R_{k0}. \quad (1.332)$$

Iš (1.332) matome, jog S^* didžiausias, esant mažoms $|U_{GS}| \Rightarrow 0$. Tačiau šiuo atveju per atidarytąjį sandūrinį VT teka santykinai didelė santakos srovė I_D (1.281). Todėl tranzistoriujė išsiskiria gana didelis pastovusis galingumas $P_o = I_D \cdot U_{DS}$, o tai energiniu požiūriu yra nepageidautina. Iš čia matome, jog užtūros G įtampa U_{GS} turi būti parenkama iš sąlygos: $0,5 \leq |U_{GS}|/|U_s| \leq 0,75$, kuriai esant VT yra „pridarytas“.

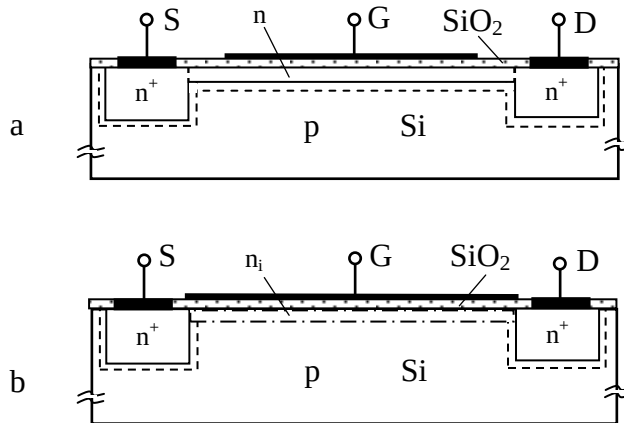
Sandūrinio uždarytojo n –kanalo vienpolio tranzistoriaus planariosios (paviršinės) konstrukcijos pjūvis yra parodytas 1.101 pav., b. Čia matome šio tranzistoriaus esminį skirtumą nuo sandūrinio atidarytojo n –kanalo VT (1.101 pav., a), o būtent, kai $U_G = 0$, sandūrinio uždarytojo n – arba p –kanalo VT kanalas L_k yra visiškai „uždarytas“, nes užtūros $G p^+$ –n sandūros nuskurdinta sritis $d_{pn(k)}$ kanale liečiasi su padėklu (1.101 pav., b, nuskurdinta sritis taip pat yra parodyta brūkšnine-taškine linija ir yra užpildyta taškeliais). Iš čia matome, jog kanalo sritį L_k legiruojančių priemaišų tankis N_d arba N_a , ir šios srities metalurginis storis W_k – atstumas tarp užtūros $G p^+$ – arba n^+ –srities ir padėklo, yra parenkami taip, kad esant neutraliai situacijai, kai prie kontaktų S , G ir D nėra prijungtų išorinių įtampų, užtūros $G p^+$ –n arba n^+ – p sandūros nuskurdintos srities storis $d_{pn(k)}$ kanale tenkintų nelygybei (1.322) priešingą sąlygą:

$$d_{pn(k)0} \cong [\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \varphi_k / (q \cdot N_{a,d})]^{1/2} \geq W_k. \quad (1.332a)$$

Taigi, užtūros G įtampos U_G poliškumas turi būti toks, kad jos moduliui $|U_G| > 0$ didėjant užtūros $G p^+$ –n arba n^+ – p sandūra būtų atidaroma – įjungta tiesiogine kryptimi, o būtent $U_G \geq 0$ n –kanalo atveju, ir $U_G \leq 0$ p –kanalo atveju. Todėl akivaizdu, jog turi būti tenkinama sąlyga: $|U_G| \leq U_{G \max}$ – maksimali tiesioginė užtūros G įtampa, kuriai esant užtūros $G p^+$ –n arba n^+ – p sandūros suminis elektrinis laukas $E_{pn} = \bar{E}_{pn0} - E_{UG}$ nuskurdintoje srityje sumažėja iki nulinės vertės, o kartu išnyksta ir užtūros $G p^+$ –n arba n^+ – p sandūros nuskurdinta sritis $d_{pn(k)} \Rightarrow 0$, ir todėl kanalo sritis L_k visiškai „atsidaro“, ir kartu $I_{Ds} > 0$, kai $|U_{DS}| > 0$.

Sandūrinio uždarytojo n– arba p– kanalo vienpolio tranzistoriaus VACH atitinka indukuoto n– arba p– kanalo MOP tranzistoriaus VACH (1.99 pav., 1.100 pav.).

Įterpto bei indukuoto n– arba p– kanalo MOP (MDP) tranzistorių planariosios konstrukcijos pjūviai, n– kanalo atveju, yra parodyti 1.104 pav., atitinkamai a ir b.



1.104 pav. Įterpto (a) ir indukuoto (b) n– kanalo MOP (MDP) tranzistorių planariosios konstrukcijos pjūviai

Iš 1.104 pav. matome, kad ant pamatinės puslaidininkio plokštelės (padėklo) paviršiaus, pavyzdžiui, p– laidumo, yra vienu iš žinomų technologinių būdų suformuotos dvi n^+ – sritys ir tarp jų jas jungianti n– sritis, kai yra gaminamas įterpto kanalo MOP tranzistorius (1.104 pav., a), arba tarpas tarp n^+ – sričių yra paliekamas nepakitęs p– tipo, kai yra gaminamas indukuoto kanalo MOP tranzistorius (1.104 pav., b). Prie n^+ – sričių yra suformuojami ominiai kontaktai, iš kurių vienas yra ištaka S, o kitas – santaka D. Pamatinės puslaidininkio plokštelės paviršius tarp n^+ – sričių yra padengiamas plonu dielektriko sluoksniu, pavyzdžiui, taikant silicio Si technologiją, silicio oksidu SiO_2 . Dielektriko paviršius tarp n^+ – sričių yra padengiamas plonu metalo sluoksniu, prie kurio yra suformuojamas ominis kontaktas G – MOP tranzistoriaus užtūra (1.104 pav. metalo sluoksniai – kontaktai yra parodyti juodomis „storomis“ linijomis). Kaip ir sandūriniam VT, betarpiškai po užtūra G esanti sritis yra vadinama kanalu. Tarp p– padėklo ir n– bei n^+ – sričių susidaro p–n sandūrų nuskurdintos sritys, kurios 1.104 pav. yra parodytos brūkšnine linija. Čia pastebėsime, kad indukuoto n_i – (p_i –) kanalo atveju užtūros G metalo sluoksnis visiškai perdengia tarpą tarp ištakos S ir santakos D ominių sričių n^+ – (p^+ –) (1.104 pav., b).

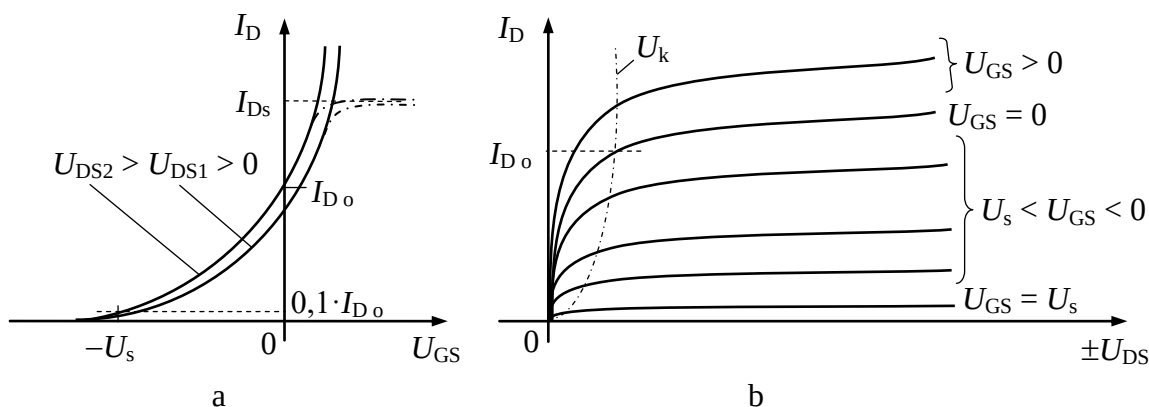
Akivaizdu, jog įterpto kanalo MOP VT (1.104 pav., a) gali veikti esant bet kokiam užtūros U_{GS} ir santakos U_{DS} įtampų poliaringumui. Kai $U_{GS} > 0$, n– kanalo srityje elektronų tankis n_n padidėja, ir todėl sumažėja kanalo savitoji varža ρ_k , ir kartu sumažėja kanalo varža R_k . Ir atvirkščiai, kai $U_{GS} < 0$, n– kanalo srityje elektronų tankis n_n sumažėja, ir todėl padidėja kanalo savitoji varža ρ_k , ir kartu padidėja kanalo varža R_k . Taigi, į BI grandinę įjungto įterpto n– kanalo MOP VT perdavimo ir išėjimo VACH yra parodytos 1.105 pav., atitinkamai a ir b, iš kur matome, jog jos nėra tapačios sandūrinio atidaryto n– kanalo VT atitinkamoms charakteristikoms BI schemeje.

Iš 1.105 pav., a, matome, jog į BI grandinę įjungto įterpto n– arba p– kanalo MOP VT perdavimo charakteristika $I_D(U_{GS})$, kai $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$, analogiškai (1.281), yra išreškiama šia aproksimacija:

$$I_D \cong I_{D0} \cdot [1 \pm (U_{GS}/|U_s|)]^2, \quad (1.333)$$

čia: $0 \geq U_{GS} \geq -U_s$, esant n– kanalui, ir $0 \leq U_{GS} \leq U_s$, esant p– kanalui.

Išraiškos (1.333) skliaustuose ženklas „+“ arba „–“ yra rašomas atitinkamai n– arba p– kanalui, prieš skliaustus ženklas „+“ arba „–“ yra rašomas atitinkamai įtampoms $\pm U_{DS}$ poliškumui, o parametras I_{D0} atitinka srovės I_D vertę, kai $U_{GS} = 0$ ir $U_{DS} = U_k$.



1.105 pav. Į bendraištakę (BI) grandinę įjungto įterpto n– kanalo MOP tranzistoriaus perdavimo (a) ir išėjimo (b) VACH

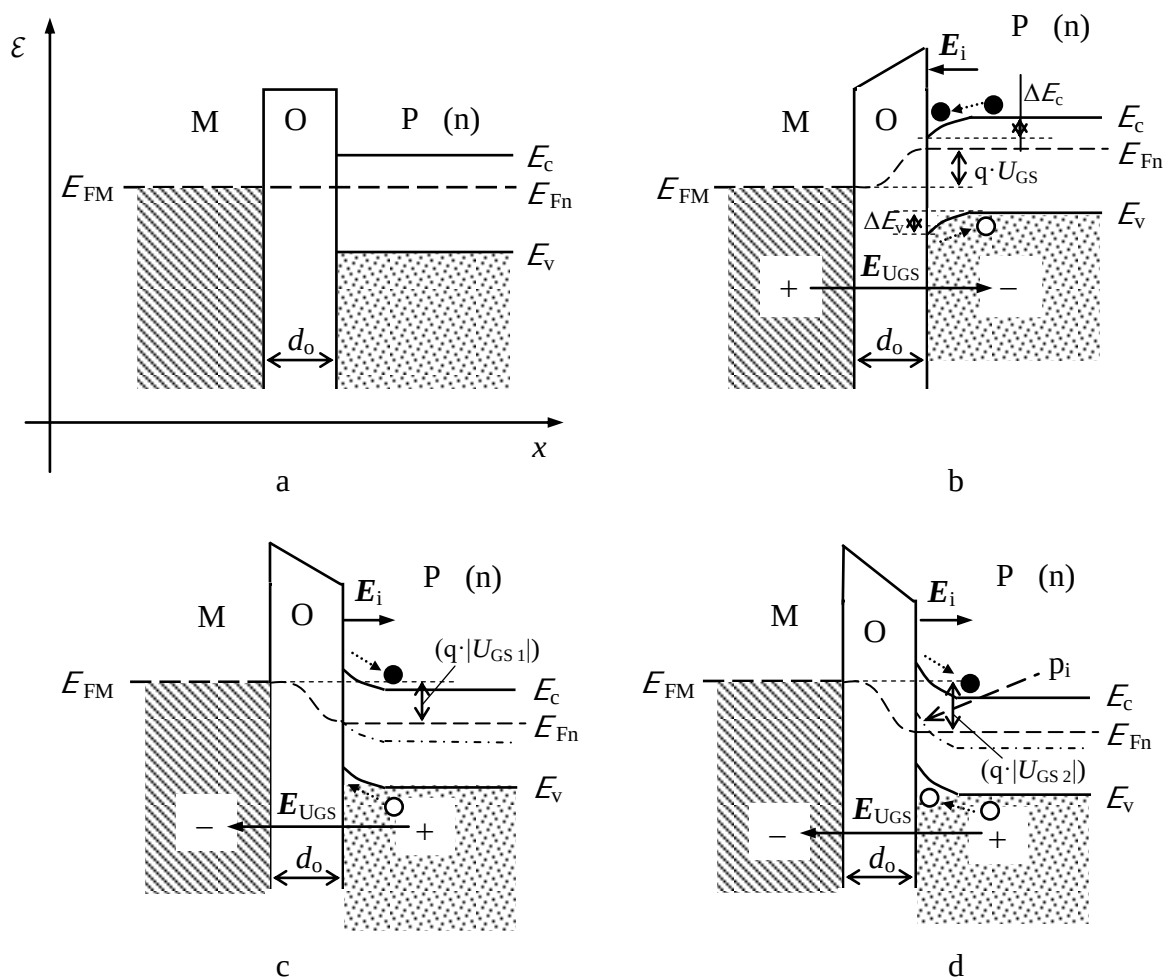
Iš išraiškos (1.333) matome, jog pasikeitus užtūros G įtampos U_{GS} ženklui iš „–“ į „+“ n– kanalo atveju, ir iš „+“ į „–“ p– kanalo atveju, santakos D srovė $|I_D| > |I_{D0}|$ (1.105 pav.). Tačiau įterpto kanalo MOP VT santakos D srovės I_D priklausomybė $I_D(U_{GS})$ šioje perdavimo charakteristikos srityje, kai $|I_D| > |I_{D0}|$, skiriasi nuo aproksimacinės išraiškos (1.333) nusakomo dėsningumo. Šis skirtumas 1.105 pav., a, yra parodytas brūkšnine-taškine kreive ir iš ten matome, jog didėjant įtampos U_{GS} moduliu $|U_{GS}|$, kai $|I_D| > |I_{D0}|$, srovė $|I_D|$ didėdama pasiekia didžiausią vertę I_{Ds} ir toliau nuo užtūros įtampos U_{GS} nepriklauso, nes elektronų n_n arba skylių p_p tankis atitinkamai n– arba p– kanale pasiekia didžiausią galimą vertę $n_{n\max}$, arba $p_{p\max}$. Todėl nagrinėjamoje perdavimo charakteristikos srityje $|I_D| > |I_{D0}|$ MDP tranzistoriaus statusas S_s (1.282) mažėja ir jo vertė artėja į nulį. Iš čia darome išvadą, kad normalioje įterpto kanalo MDP (MOP) tranzistoriaus veikloje ši perdavimo charakteristikos sritis nenaudojama ir vietoje išraiškos (1.333) dažniausiai yra taikoma išraiška (1.320).

Indukuoto n– arba p– kanalo MOP (MDP) tranzistorių elektrinės savybės ir charakteristikos skiriasi nuo anksčiau aprašytų atidaryto n– arba p– kanalo sandūrinio bei įterpto kanalo MOP tranzistorių atitinkamų elektrinių charakteristikų ir savybių. Šis skirtumas yra tas, kad indukuoto kanalo MOP VT pradeda veikti tik užtūros įtampa $|U_{GS}|$ viršijus slenkstinę įtampą $|U_s|$, kai $|U_{GS}| \geq |U_s|$ (1.99 pav. ir 1.100 pav.). Todėl indukuoto kanalo MOP tranzistorių užtūros įtampa U_G , kaip ir sandūrinių VT, gali būti tik vieno poliškumo. Indukuoto kanalo MOP VT įtampa U_{DS} tarp santakos D ir ištakos S išvadų, kaip ir įterpto kanalo MOP VT, gali būti abiejų poliškumų – $\pm$ arba $\mp$. Tai matyti iš indukuoto kanalo MOP VT darinio konstrukcijos, parodytos 1.104 pav., b. Kai $U_{GS} = 0$ ir $|U_{DS}| > 0$, srovė $I_D \cong 0$, nes viena iš p–n⁺ sandūrų, kad ir koks būtų įtampos $\pm U_{DS}$ poliškumas, visada yra įjungta atgaline kryptimi. Todėl $I_D = I_s$ – atgalinė p–n⁺ sandūros soties srovė – šiluminė srovė, kuri dažniausiai yra daug mažesnė už $I_{Ds\max} \gg I_s$. Kai $|U_{DS}| > 0$, srovė $I_D \cong 0$ ir nesikeičia, kol $U_{GS} < 0$ – indukuoto n_i– kanalo atveju, arba $U_{GS} > 0$ – indukuoto p_i– kanalo atveju. Taip yra todėl, kad, esant nurodytiems užtūros G įtampos U_{GS} poliškumams, ir didėjant $|U_{DS}|$, didėja pagrindinių krūvininkų, pavyzdžiui, skylių p_p tankis p– padėkle, kuriame turime sukurti indukuotą n_i– kanalą, arba elektronų n_n tankis n– padėkle, kuriame turime sukurti indukuotą p_i– kanalą betarpiškai po užtūros elektrodu G. Todėl šiuo atveju viena iš p–n⁺ sandūrų visada būna įjungta atgaline kryptimi, nes po užtūros elektrodu G neatsiranda padėklui priešingo laidumo indukuoto kanalo sluoksnis. Situacija iš esmės pasikeičia, kai užtūros G įtampa $U_{GS} > 0$ – indukuoto n_i– kanalo atveju, arba $U_{GS} < 0$ – indukuoto p_i– kanalo atveju, nes tada, esant šioms užtūros G įtampos U_{GS} poliškumams, didėja šalutinių krūvininkų, pavyzdžiui, elektronų n_p tankis p– padėkle, kuriame yra indukuojamas n_i– kanalas, arba didėja skylių p_n tankis n– padėkle, kuriame yra indukuojamas p_i– kanalas, visais atvejais tiesiai po užtūros elektrodu G. Šiuo atveju indukuoto kanalo laidumo tipas n_i– arba p_i– sutampa su ištakos S bei santakos D

stipriai legiruotų priemaišomis sričių n^+ – arba p^+ – laidumo tipu, kurie yra priešingi padėklo laidumo tipui, ir, esant įtampai $|U_{DS}| > 0$, santakos D srovė $|I_D| > 0$, nes išnyksta p – n^+ sandūros tarp indukuoto kanalo n – arba p – ir n^+ – arba p^+ – sričių, atitinkamai. Taigi, į BI grandinę įjungto indukuoto n – arba p – kanalo MOP VT perdavimo ir išėjimo VACH atitinka parodytas 1.99 pav., atitinkamai a ir b, ir 1.100 pav., atitinkamai a ir b. Čia dar karta pasakysime, kad įprastai indukuoto kanalo MOP VT yra gaminami su įmontuotais apsauginiais diodais, įjungtais tarp ištakos S ir santakos D. Todėl BI schemoje tokie tranzistoriai normaliai veikia, kai $U_{DS} > 0$ ir $U_{GS} > 0$ indukuoto n – kanalo atveju, ir kai $U_{DS} < 0$ ir $U_{GS} < 0$ indukuoto p – kanalo atveju.

Aprašydami MOP (MDP) tranzistoriaus fizikinę veiką parodėme, kad jo elektrines savybes lemia *puslaidininkio paviršiaus fizika*. Todėl nuodugniau panagrinėsime fizikinius reiškinius MOP (MDP) darinyje.

1.106 pav. yra parodytos energinės diagramos MOP darinyje, o būtent įterpto n – kanalo MOP VT užtūros–kanalo srityje.



1.106 pav. Energinės diagramos MOP darinyje, pavyzdžiui, n – kanalo MOP tranzistoriaus užtūroje G, čia: a – $U_{GS} = 0$, b – $U_{GS} > 0$, c – $U_{GS1} < 0$, d – $U_{GS2} < U_{GS1}$

1.106 pav., a, yra parodyta situacija, kai užtūros įtampa $U_{GS} = 0$ ir elektronų n_M termodinaminio išlaisvinimo darbas A_M metalė M yra lygus elektronų n_n termodinaminio išlaisvinimo darbui A_P n – puslaidininkyje P, t. y. turime tapatybę $A_M = A_P$. Todėl šiuo atveju kontaktinis potencialų skirtumas $\varphi_k = 0$. Šį MOP darinį galima nagrinėti kaip plokščiąjį kondensatorių C su dielektriko O sluoksniu, įterptu tarp laidžių kondensatoriaus C plokštelių – atitinkamai tarp metalo M ir puslaidininkio P.

Kai užtūros G įtampa $U_{GS} > 0$, o tai atitinka „+“ prie metalo M ir „–“ prie puslaidininkio P, MOP darinio energinės diagramos įgauna 1.106 pav., b, parodytą pavidalą. Matome, jog n– puslaidininkio P paviršiuje, besiliečiančiame su dielektriku – oksidu O, energinės laidumo juostos dugnas E_c ir energinės valentinės juostos lubos E_v išlinksta taip, kad puslaidininkio P paviršiuje indukuotas elektrinis laukas E_i stabdytų pagrindinių krūvininkų – elektronų n_n neribotą pritekėjimą iš puslaidininkio P gilumos. Todėl indukuoto lauko E_i kryptis yra priešinga įtampos $U_{GS} > 0$ sukurtam laukui E_{UGS} . Iš čia matome, jog puslaidininkio P paviršiaus srityje, besiliečiančioje su dielektriku O, energinėje laidumo juostoje E_c atsiranda *potencinė duobė* ΔE_c (1.106 pav., b), kurioje susikaupia pertekliniai elektronai ($n_{n(i)} \cdot \Delta V$), ir dėl to bendras elektronų tankis $n_n^* = n_n + n_{n(i)}$ – padidėja. Analogiškai energinėje valentinėje juostoje E_v atsiranda *potencinis barjeras* ΔE_v skylėms p_n , ir todėl prie puslaidininkio P paviršiaus, besiliečiančio su dielektriku O, skylių skaičius sumažėja dydžiu ($p_{p(i)} \cdot \Delta V$), ir kartu sumažėja bendras skylių tankis $p_n^* = p_{n_o} - p_{p(i)}$. Taigi iš čia darome išvadą, jog indukuotą lauką E_i sukuria elektronų tankio n_n^* gradientas $\partial n_n^* / \partial x$, kuris bendru atveju yra vektorinis dydis, kurio kryptis nurodo tankio $n_n^*(x)$, ar kito fizikinio dydžio, didėjimo kryptį, ir nagrinėjamu atveju tankio n_n^* gradientas $\partial n_n^* / \partial x$ yra nukreiptas į puslaidininkio P paviršių, besiliečiantį su dielektriku O. Iš čia taip pat galima teigti, jog n– puslaidininkio P paviršiaus srityje, besiliečiančioje su dielektriku O, laidumo energinėje juostoje E_c atsiranda potencinė duobė $\Delta E_c = q \cdot U_{GS}$ (1.106 pav., b), kurioje susikaupia pertekliniai elektronai ($n_{n(i)} \cdot \Delta V$), ir todėl jų tankis n_n padidėja, o valentinėje energinėje juostoje E_v atsiranda potencinis barjeras $\Delta E_v = q \cdot U_{GS}$, kuriame sumažėja skylių p_n dydžiu ($p_{p(i)} \cdot \Delta V$), ir todėl turime sąlyga: $\Delta E_c = \Delta E_v$ (1.106 pav., b). Taigi parodėme, jog dėl išorinio lauko E_{UGS} poveikio, kai $U_{GS} > 0$ n– puslaidininkio atveju, arba $U_{GS} < 0$ p– puslaidininkio atveju, pagrindinių krūvininkų tankis n_n arba p_p atitinkamo n– arba p– puslaidininkio P paviršiuje betarpiškai po užtūros G metalo M kontakto padidėja, ir dėl to sumažėja puslaidininkio P paviršiaus varža. Kitu atveju, kai n– kanalo MOP VT užtūra G yra paveikiama įtampa $U_{GS} < 0$, tai atitinka poveikį, kai metalo M poliškumas „+“, o n– puslaidininkio P – „–“, ir todėl MOP darinio energinės diagramos įgaus pavidalą, parodytą 1.106 pav., c. Matome, jog n– puslaidininkio P paviršiuje, besiliečiančiame su dielektriku O, laidumo energinės juostos dugnas E_c ir valentinės energinės juostos lubos E_v išlinksta taip, kad n– puslaidininkio P paviršiuje indukuotas elektrinis laukas E_i stabdytų pagrindinių krūvininkų – šiuo atveju elektronų n_n nutekėjimą nuo puslaidininkio P paviršiaus į gilumą ašies x kryptimi. Todėl lauko E_i kryptis ir šiuo atveju yra priešinga pridėtam išoriniam laukui E_{UGS} , kuris atsiranda dėl įtampos $U_{GS} < 0$ užtūroje G. Dėl indukuoto lauko E_i n– puslaidininkio P paviršinio sluoksnio laidumo energinėje juostoje E_c atsiranda potencinis barjeras ΔE_c , todėl pagrindinių krūvininkų – elektronų n_n sumažėja dydžiu ($n_{n(i)} \cdot \Delta V$), ir jų tankis $n_n^* = n_{n_o} - n_{n(i)}$ taip pat sumažėja. Analogiškai n– puslaidininkio P paviršinio sluoksnio valentinėje energinėje juostoje E_v atsiranda potencinė duobė ΔE_v , kurioje susikaupia perteklinės skylės ($p_{p(i)} \cdot \Delta V$), ir todėl jų tankis $p_n^* = p_{n_o} + p_{p(i)}$ – padidėja. Čia indukuotą lauką E_i sukuria elektronų tankio $n_n^* = n_{n_o} - n_{n(i)}$ gradientas $\partial n_n^* / \partial x$, kuris šiuo atveju yra nukreiptas ašies x kryptimi, t. y. nuo n– puslaidininkio P paviršiaus į gilumą. Todėl dėl išorinio lauko E_{UGS} poveikio, kai $U_{GS} < 0$ n– puslaidininkio P atveju, arba $U_{GS} > 0$ p– puslaidininkio P atveju, pagrindinių krūvininkų n_n , arba p_p , tankis puslaidininkio P paviršiuje sumažėja, ir dėl to padidėja puslaidininkio P paviršiaus varža. Toliau didinant įtampą $|U_{GS}|$, yra pasiekama situacija, kai n– puslaidininkio P paviršiuje draustinės energinės juostos ΔE_g vidurio linija – brūkšninė-taškinė linija 1.106 pav., c ir d, atsiranda aukščiau Fermi lygmens E_{F_n} n– puslaidininkio P, ir kartu ši vidurio linija priartėja prie valentinės energinės juostos lubų E_v . Todėl n– puslaidininkio P šalutinių krūvininkų – skylių tankis p_n pasidaro didesnis už pagrindinių krūvininkų – elektronų tankį $n_n < p_n$, ir turime situaciją, kai n– puslaidininkio P paviršiuje $p_n > n_n$. Taigi gavome, jog n– puslaidininkio P paviršiaus laidumo tipas iš n– pasikeičia į p– tipą, ir tai 1.106 pav., d, yra parodyta brūkšnine rodykle, ir ši situacija yra vadinama puslaidininkio P paviršiaus

laidumo tipo inversija (apgąąąąą), kurios metu puslaidininkio P laidumo tipas iš n– keičiasi į p–, ir atvirkščiai.

Iš puslaidininkų fizikos žinome, jog išorinis elektrinis laukas $E_{i\text{so}}$ į puslaidininkį P, skirtingai nuo metalų M, gali prasiskverbti gilyn – ašies x kryptimi, tačiau mažėja toldamas nuo paviršiaus. Prasiskverbčio lauko stiprio funkciją $E_p(x)$ galima nusakyti lauko $E_{i\text{so}}$ potencialo $\varphi_p(x)$ pasiskirstymu nuo puslaidininkio P paviršiaus, kur $\varphi_p(0) = \varphi_0$, kai $x = 0$, gilyn į kūno tūrį, kai $x > 0$, ir tai galima išreikšti taip:

$$\varphi_p(x) = \varphi_0 \cdot \exp(-x/L_D), \quad (1.334)$$

čia:

$$L_D = [\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot k \cdot T / (q^2 \cdot n_{n0})]^{1/2}, \quad (1.334a)$$

Debajaus ilgis, nusakantis išorinio elektrinio lauko $E_{i\text{so}}$ prasiskverbimo į puslaidininkį P gylį, kai lauko potencialas $\varphi_p(x)|_{x=L_D}$ sumažėja $e \cong 2,718...$ kartus, palyginus su jo verte φ_0 puslaidininkio P paviršiuje, kai $x = 0$, o n_{n0} – elektronų stacionarus tankis n– puslaidininkio P atveju, arba p_{p0} – skylių stacionarus tankis p– puslaidininkio P atveju.

Įterpto kanalo MOP VT efektyviai veikai užtikrinti kanalą legiruojančių priemaišų tankis $N_{d,a(k)}$ ir kanalo storis h_k yra parenkami taip, kad tenkintų šias sąlygas:

$$h_k \cong L_D = [\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot k \cdot T / (q^2 \cdot N_{d,a(k)})]^{1/2}, \quad N_{d,a(k)} > N_{a,d(pad)}, \quad (1.335)$$

čia: $N_{a,d(pad)}$ – legiruojančių priemaišų tankis padėkle, ant kurio yra patalpintas MOP (MDP) tranzistoriaus puslaidininkinis kristalas – darinys.

Įterpto kanalo MOP VT (1.104 pav., a) atitinkamų puslaidininkinių sričių legiravimo stipris yra parenkamas taip, jog būtų tenkinamos šios sąlygos:

$$n^+ \Rightarrow N_d \gg N_a \Rightarrow p- \quad \text{ir} \quad n- \Rightarrow N_{d(k)} > N_{a(pad)} \Rightarrow p-. \quad (1.335a)$$

Esant šioms sąlygoms, p–n sandūros nuskurdinta sritis, kuri 1.104 pav. yra parodyta brūkšnine linija, yra mažiau priemaišomis legiruotame puslaidininkyje (1.38) – nagrinėjamu atveju p– srityje – MDP (MOP) tranzistoriaus padėkle.

Surasime įterpto n– kanalo MOP VT (1.104 pav., a) kanalo varžos R_k priklausomybę $R_k(U_{GS})$, kai įtampa $U_{DS} = 0$. Kanalo savitąjį laidumą σ_k galima išreikšti taip:

$$\sigma_k = q \cdot \mu_n \cdot (n_{n0} \pm \Delta n_{n(i)}), \quad (1.336)$$

čia: μ_n – elektronų n_n judrumas n– kanale; n_{n0} – stacionarus elektronų tankis, kai $U_{GS} = 0$; $\Delta n_{n(i)}$ – stacionaraus tankio n_{n0} pokytis, atitinkantis $|\Delta U_{GS}| > 0$.

Akivaizdu, kad MOP darinį galima nagrinėti kaip plokščiąjį kondensatorių C , ir todėl elektronų stacionaraus tankio n_{n0} pokytį $\Delta n_{n(i)}$ n– kanale išreikšime jame indukuotu krūviu $Q_{(i)}$ ir kanalo tūriu V_k akivaizdžia išraiška:

$$\Delta n_{n(i)} = Q_{(i)} / (q \cdot V_k) = Q_{(i)} / (q \cdot h_k \cdot L_k \cdot L_G), \quad (1.337)$$

čia krūvį $Q_{(i)}$ galima išreikšti per užtūros talpą C_G taip:

$$Q_{(i)} = C_G \cdot |U_{GS}|,$$

ir iš čia, bei (1.336), ir (1.337), randame:

$$\begin{aligned} \sigma_k &= q \cdot \mu_n \cdot [n_{n0} \pm C_G \cdot |U_{GS}| / (q \cdot h_k \cdot L_k \cdot L_G)] = \\ &= \sigma_{k0} \pm \mu_n \cdot C_G \cdot |U_{GS}| / (h_k \cdot L_k \cdot L_G), \end{aligned} \quad (1.338)$$

čia: $\sigma_{k0} = q \cdot \mu_n \cdot n_{n0}$ – n– kanalo savitasis laidumas, kai $U_{GS} = 0$; L_k ir L_G – atitinkamai n– kanalo ir kartu užtūros G ilgis tarp S ir D p– sričių, bei plotis statmena kryptimi ($L_k \perp L_G$).

Slenkstinę užtūros G įtampą U_s surasime iš sąlygos: $\sigma_k = 0$, kai $U_{GS} = U_s$, ir iš čia:

$$\sigma_{k0} \pm \mu_n \cdot C_G \cdot |U_s| / (h_k \cdot L_k \cdot L_G) = 0,$$

bei iš čia gauname:

$$U_s = \sigma_{k0} \cdot h_k \cdot L_k \cdot L_G \text{ ir } L_G / (\mu_n \cdot C_G) = q \cdot n_{n0} \cdot h_k \cdot L_k \cdot L_G / C_G. \quad (1.339)$$

Iš (1.339) ir (1.338) galima parašyti:

$$\sigma_k = [\mu_n \cdot C_G / (h_k \cdot L_k \cdot L_G)] \cdot (|U_s| \pm U_{GS}),$$

ir iš čia, bei iš žinomos formulės laidaus cilindro formos kūno varžai apskaičiuoti, išreiškiame kanalo varžą R_k :

$$R_k = L_k / (\sigma_k \cdot h_k \cdot L_G) = L_k^2 / [\mu_n \cdot C_G (|U_s| \pm U_{GS})], \quad (1.340)$$

čia paprastuose skliaustuose ženklas „+“ rašomas įterpto n– kanalo atveju, o ženklas „–“ – įterpto p– kanalo MOP (MDP) VT atveju, kai abiem atvejais: $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$.

Išraiškoje (1.340) gauta kanalo varžos R_k priklausomybė $R_k(U_{GS})$ yra išvesta tarus, kad $U_{DS} = 0$. Todėl joje neįskaitytas galimas krūvio $\pm \Delta n_{(i)}$ (1.336) pasiskirstymas išilgai n– kanalo, kai $|U_{DS}| > 0$ ir $I_{S,D} > 0$. Šiuo atveju, analogiškai sandūriniam VT, į BI schemą įjungto MOP VT įtampa U_{Gx} užtūros G srityje L_k išilgai kanalo yra koordinatės x funkcija ir tai išreiškiama dviejų įtampų suma:

$$U_{Gx}(x) = U_{GS} + U_{xs}(x), \quad (1.341)$$

čia: $U_{xs}(x)$ – įtampa tarp kanalo taško x ir ištakos kontakto S, atsirandanti dėl tekančios kanalu santakos D srovės $I_D > 0$; U_{GS} – prie užtūros G prijungto įtampos šaltinio įtampa.

Gautoje išraiškoje (1.341) įtampa $U_{xs}(x)$, kitaip nei sandūrinio VT atveju, įterpto kanalo MOP VT gali būti įvairaus poliaringumo – „±“ arba „∓“, priklausomai nuo atitinkamos įtampos $\pm U_{DS}$ poliaringumo.

Kai įtampa $|U_{DS}| > 0$ ir $0 \leq |U_{GS}| < |U_s|$, dėl nusistovėjusios įtampos $U_G(x)$ išilgai užtūros G srities L_k poveikio, MDP VT įterptame kanale išilgai jo nuo ištakos S link santakos D ašies x kryptimi nusistovi savitojo laidumo σ_k pasiskirstymas $\sigma_k(x)$. Tai paaiškinama tuo, kad dėl tekančios per kanalą santakos srovės $I_D > 0$ įtampa U_{DS} pasiskirsto išilgai kanalo L_k , ir todėl įtampa $U_{Gx}(x)$ skirtinguose įterpto kanalo srities L_k taškuose x yra nevienoda. Todėl turime funkciją $U_{Gx}(x)$ (1.341). Tad, kai $|U_{DS}| > 0$ ir $I_{S,D} > 0$, formulė (1.340) negali būti taikoma. Tačiau ji gali būti taikoma labai mažam kanalo ilgiui $\delta L_k \equiv dx$ – kanalo srities L_k atitinkamos dalies elementarusis ilgis, kuriame galima laikyti, jog jo taške x_i savitasis laidumas $\sigma_k(x_i) \equiv \text{const}$. Pasinaudoję išraiškomis (1.340) ir (1.341), įterpto kanalo ilgio L_k dalies dx varžą dR_k taške x galime išreikšti taip:

$$\begin{aligned} dR_k &\equiv dx / (\sigma_k(x) \cdot h_k \cdot L_G) = L_k \cdot dx / (\mu_n \cdot C_G \cdot (|U_s| \pm U_{Gx}(x))) = \\ &= L_k \cdot dx / \{\mu_n \cdot C_G \cdot (|U_s| \pm (U_{GS} + U_{xs}(x)))\}, \end{aligned} \quad (1.342)$$

čia įtampos U_{Gx} ir $(U_{GS} + U_{xs}(x))$ ženklas „+“ rašomas įterpto n– kanalo atveju, o ženklas „–“ – įterpto p– kanalo atveju, ir abiem atvejais esant sąlygai: $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$.

Akivaizdu, jog srovė I_D visuose įterpto kanalo srities L_k taškuose x yra vienoda ir todėl įtampa $dU_{xs}(x)$ kanalo elementariame ilgyje dx yra:

$$dU_{xs}(x) = I_D \cdot dR_k = \{I_D \cdot L_k / \{\mu_n \cdot C_G \cdot (|U_s| \pm (U_{GS} + U_{xs}(x)))\}\} \cdot dx,$$

ir iš čia, atskyrę kintamuosius, galime parašyti:

$$\{[|U_s| \pm (U_{GS} + U_{xs}(x))]\} \cdot dU_{xs}(x) = [I_D \cdot L_k / (\mu_n \cdot C_G)] \cdot dx. \quad (1.342a)$$

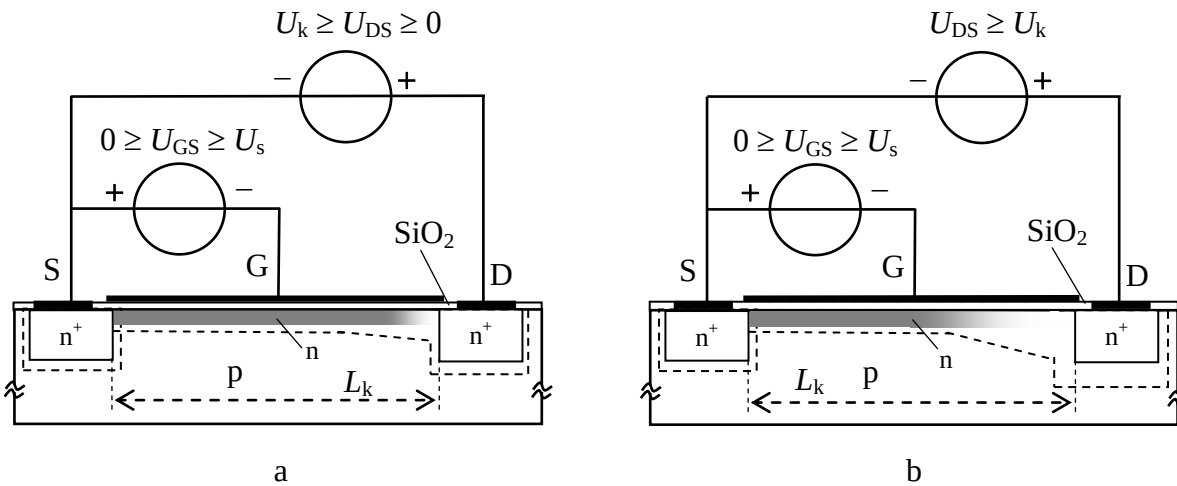
Suintegravę išraišką (1.342a), esant šioms kraštinėms sąlygoms: kai $x = 0$, įtampa $U_{xs} = 0$, o kai $x = L_k$, įtampa $U_{xs} = U_{DS}$, ir iš čia randame:

$$\begin{aligned} \int_0^{U_{DS}} \{[|U_s| \pm (U_{GS} + U_{xs}(x))]\} \cdot dU_{xs}(x) &= \int_0^{L_k} [I_D \cdot L_k / (\mu_n \cdot C_G)] \cdot dx, \\ [|U_s| \pm (U_{GS} + U_{DS}/2)] \cdot |U_{DS}| &= I_D \cdot L_k^2 / (\mu_n \cdot C_G), \end{aligned}$$

ir iš čia gauname:

$$I_D = (\mu_n \cdot C_G / L_k^2) \cdot [|U_s| \pm (U_{GS} + U_{DS}/2)] \cdot |U_{DS}|. \quad (1.343)$$

Gauta išraiška (1.343), kaip ir jos aproksimacija (1.333), aprašo įterpto kanalo MOP VT išėjimo VACH tik pradinę sritį (1.105 pav., b), kai yra tenkinamos sąlygos: $0 \leq |U_{DS}| \leq |U_k| = |U_s| - |U_{GS}|$ ir $0 \leq |U_{GS}| + |U_{DS}| \leq |U_s|$. Iš čia matome, jog didėjant moduliui $|U_{DS}|$, kai įtampa $U_{GS} = \text{const}$, įtampos U_k vertė nusako situaciją, kai viename iš įterpto kanalo taškų x_i savitasis laidumas $\sigma_k(x_i) \cong 0$, ir tai atitinka įterpto kanalo uždarymo situaciją, ir tai yra parodyta 1.107 pav., a, kur šviesesnės įterpto kanalo sritys atitinka mažesnį savitąjį kanalo laidumą $\sigma_k(x)$.



1.107 pav. Įterpto n– kanalo MOP tranzistoriaus kanalo L_k taškų x savitojo laidumo $\sigma_k(x)$ pasiskirstymas, kur šviesesnės įterpto kanalo sritys atitinka mažesni savitąjį kanalo laidumą – didesnę kanalo L_k srities δL_k varžą δR_k

Akivaizdu, kad MOP VT sąlyga $\sigma_k(x_i) \cong 0$ atitinka analogišką situaciją sandūrinio atidarytojo tranzistoriaus kanale, kai jame įvyksta užtūros G $p^+ - n$ sandūros nuskurdintos srities $d_{pn(k)}$ sąlytis su padėklu, ir tai 1.102 pav., b, atitinka situaciją B*, kai $U_{GS} + U_{DS} = U_k$. Taigi, įterpto kanalo MOP VT matome lyg ir paradoksalią situaciją, o būtent – didėjant moduliui $|U_{DS}|$, santakos srovė $I_D > 0$ ir taip pat didėja (1.343), (1.105 pav., b), o įterptas kanalas tuo metu yra uždaromas. Tai, analogiškai sandūrinio atidarytojo VT atvejui, yra paaiškinama tuo, jog užtūroje G kanalą uždaranti įtampa $U_{Gx}(x)$ priklauso nuo didėjančios srovės $I_D > 0$ (1.341). Todėl vyksta savireguliacijos procesas, kurio metu, didėjant įtampai $|U_{DS}|$, kartu yra apriojamas srovės I_D prieaugis ΔI_D , o užtūros G įtampos šaltinio įtampa $U_{GS} = \text{const}$. Taigi, didėjant įtampai $|U_{DS}|$, srovės $I_D > 0$ prieaugis ΔI_D mažėja ir, įtampai $|U_{DS}|$ pasiekus vertę $U_{DS} = U_k$, išnyksta, nes $\Delta I_D \Rightarrow 0$. Iš čia matome, kad kai $U_{DS} = U_k$, santakos srovė I_D pasiekia maksimalią – soties vertę I_{Ds} , kurią randame iš (1.343) ir iš sąlygos: $|U_{GS}| + |U_{DS}| = |U_s|$. Iš čia:

$$I_{Ds} = [\mu_n \cdot C_G / (2 \cdot L_k^2)] \cdot (|U_s| \pm U_{GS})^2, \quad (1.344)$$

čia įtampos U_{GS} ženklas „+“ rašomas įterpto n– kanalo atveju, o ženklas „–“ – įterpto p– kanalo atveju, ir abiem atvejais esant sąlygai: $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$.

Iš gautos išraiškos (1.344) matome, jog, pasikeitus užtūros G įtampos U_{GS} ženklui, o būtent, kai $U_{GS} > 0$ n– kanalo atveju, ir $U_{GS} < 0$ p– kanalo atveju, santakos D soties srovė $I_{Ds} > I_{D \max}$ (1.105 pav.), ir, didėjant $|U_{GS}|$, staigiai didėja. Tačiau anksčiau parodėme, kad įterpto kanalo MOP VT santakos srovės I_D priklausomybė $I_D(U_{GS})$ skiriasi nuo aproksimacine išraiška (1.333) nusakomo dėsningumo, ir todėl šis skirtumas 1.105 pav., a, yra parodytas brūkšnine-taškine kreive, iš kur matome, jog didėjant įtampai $|U_{GS}|$, kai $I_D > I_{D \max}$, srovė I_D

didėdama pasiekia didžiausią vertę $I_{D\ s}$, ir toliau nuo užtūros G įtampos U_{GS} nebeprisiekia, nes elektronų n_n , arba skylių p_p , tankiai atitinkamai įterptame n–, arba p–, kanale pasiekia didžiausią galimą atitinkamą vertę $n_{n\ max}$, arba $p_{p\ max}$. Todėl gauta srovės $I_{D\ s}$ išraiška (1.344) yra taikoma tik esant sąlygai: $0 \leq |U_{GS}| \leq |U_s|$, ir bendru atveju įterpto kanalo MOP VT vertė $I_{D\ s}$ yra parašoma taip:

$$I_{D\ s} = [\mu_n \cdot C_G / (2 \cdot L_k^2)] \cdot (|U_s| - |U_{GS}|)^2, \quad (1.345)$$

Gauta išraiška (1.345) aprašo į BI grandinę įjungto įterpto n– ir p– kanalo MOP VT išėjimo VACH sąsmaukos srityje (1.105 pav., b), kur $I_D(U_{DS}) \cong I_{D\ s} = \text{const}$, kai įtampa $|U_{DS}| \geq |U_k|$ ir $U_{GS} = \text{const}$. Iš čia matome, jog išėjimo VACH sąsmaukos srityje santakos srovė I_D , didėdant $|U_{DS}|$, išlieka beveik pastovi $I_D \approx \text{const}$, kai $U_{GS} = \text{const}$. Taip yra todėl, jog, didėdant įtampai $|U_{DS}| > |U_k|$, plečiasi įterpto kanalo L_k taškų x_i sritis Δx_i , kurioje savitasis laidumas $\sigma_k(x_i) \cong 0$, ir tai yra parodyta 1.107 pav., b. Akivaizdu, kad tai atitinka sandūrinio atidarytojo VT užtūros G p–n sandūros nuskurdintos srities $d_{pn\ (k)}$ kanale sąlyčio su padėklu ploto didėjimą (1.102 pav., b – situacija C*). Todėl įtampos U_{DS} visas prieaugis ΔU_{DS} yra padidėjęsiam įterpto kanalo L_k sektoriuje Δx_i , kuriame savitasis laidumas $\sigma_k(x_i) \cong 0$. Kita vertus, akivaizdu, kad šiame sektoriuje Δx_i yra ir beveik visa įtampa U_{DS} . Todėl elektrinio lauko stipris E^*_i šiame kanalo L_k sektoriuje Δx_i yra didžiausias. Iš puslaidininkų fizikos žinome, jog krūvininkų judrumas $\mu_{n, p} = v_{drf\ (n, p)} / E$ – priklauso nuo elektrinio lauko E ir stipriuose laukuose pradeda mažėti, nes $\mu_{n, p} \sim 1/E$, kai $v_{drf\ (n, p)} \cong \text{const}$. Taigi, toliau didinant įtampą $|U_{DS}| > |U_k|$, įterpto kanalo L_k srityje Δx_i santakos D srovės I_D tankis $j_D = q \cdot n \cdot \mu_n \cdot E^*_i$ (arba $j_D = q \cdot p \cdot \mu_p \cdot E^*_i$) išlieka beveik pastovus, o kartu ir $I_D \cong \text{const}$, nes $\mu_{n, p} \cdot E = v_{drf\ (n, p)} = v_s \cong \text{const}$. Iš čia matome, kad krūvininkų dreifinis greitis $v_{drf\ (n)}$ – elektronų n ir $v_{drf\ (p)}$ – skylių p , taip pat pasiekia savo didžiausią vertę v_s – soties greitį, ir toliau nuo didėjančio E nebeprisiekia ($v_s \cong \text{const}$). Čia reikia prisiminti, jog šis fizikinis reiškinys veikia ir sandūrinio tranzistoriaus kanale, kai yra nagrinėjama jo išėjimo VACH sąsmaukos srityje. Taip pat reikia atkreipti dėmesį, kad MOP (MDP) VT, esant $|U_{DS}| > |U_k|$, p–n sandūros nuskurdinta sritis $d_{pn\ (k)}$ kanale, kuri 1.107 pav. yra parodyta brūkšnine linija, puslaidininkiniame padėkle plečiasi prie santakos D arba, esant priešingam įtampos U_{DS} poliškumui, prie ištakos S. Tai paaiškinama įterpto kanalo srities ir padėklo prie santakos D arba ištakos S savitojo laidumo mažėjimu – varžos didėjimu.

Iš gautos priklausomybės (1.345) surasime įterpto kanalo MOP VT statumo S^* išraišką išėjimo VACH sąsmaukos srityje:

$$\begin{aligned} S^* &= \partial I_{D\ s} / \partial U_{GS} = [I_{D\ s}(U_{GS})]' \big|_{U_{GS} = \text{const}} = I_{D\ s} / U_{O\ GS} = \\ &= S^* = [(\mu_{n, p} \cdot C_G / L_k^2) \cdot (|U_s| - |U_{GS}|)]. \end{aligned} \quad (1.346)$$

Iš (1.346) matome, jog analogiškai atidarytajam sandūriniam tranzistoriui (1.332), įterpto kanalo MOP (MDP) VT statumas S^* didėja, mažėdant $|U_{GS}| \Rightarrow 0$. Tačiau ir šiuo atveju per MDP (MOP) VT teka santykinai didelė santakos srovė I_D (1.344). Todėl MOP (MDP) VT išsiskiria gana didelis pastovusis galingumas $P_o = I_D \cdot U_{DS}$, o tai energiniu požiūriu yra nepageidautina. Todėl užtūros įtampos U_{GS} vertė yra parenkamas iš optimalios veikos sąlygos: $0,5 \leq |U_{GS}| / |U_s| \leq 0,75$, tai atitinka įterpto kanalo MOP (MDP) VT iš dalies „uždarytą“ – „pridarytą“ veiką.

Indukuoto kanalo MOP (MDP) VT (1.104 pav., b) kanalo L_k varžos $R_{k\ (i)}$ priklausomybę $R_{k\ (i)}(U_{GS})$, kai įtampa $U_{DS} = 0$, surandame taip pat, kaip ir įterpto kanalo MOP VT kanalo varžos R_k priklausomybę $R_k(U_{GS})$ ((1.336)–(1.341)). Tačiau šiuo atveju MOP (MDP) VT indukuotas kanalas atsiranda tik užtūros įtampai $|U_{GS}|$ viršijus tam tikrą vertę $|U_{GS}| \geq |U_{s\ (i)}|$ – indukuoto kanalo slenkstinė indukcijos įtampa. Pasiekus ir viršijus šią įtampą $U_{s\ (i)}$, įvyksta puslaidininkio P paviršiaus, esančio po užtūros G metalo M srityje, laidumo tipo apgrąža, arba inversija.

Įtampą $U_{s\ (i)}$ surasime žinodami, jog užtūros G įtampos U_{GS} tam tikra dalis U_O yra

dielektriško sluoksnyje d_o (1.106 pav.), o likusi dalis U_P įsiskverbia į puslaidininkį P atstumu L_D (1.335), ir iš čia akivaizdi lygybė:

$$U_{GS} = U_O + U_P. \quad (1.347)$$

Remdamiesi elektros kurso pamatinėmis žiniomis, galime parašyti:

$$U_O = d_o \cdot Q_{(i)} / (\varepsilon \cdot \varepsilon_o \cdot S_{k(i)}), \quad U_P = L_D \cdot Q_{(i)} / (\varepsilon \cdot \varepsilon_o \cdot S_{k(i)}), \quad (1.348)$$

čia: $S_{k(i)}$ – indukuoto kanalo paviršiaus, esančio po užtūros G metalo M sritimi, plotas; $Q_{(i)}$ – užtūroje G ir kanale indukuotas krūvis, kurį galima išreikšti taip:

$$Q_{(i)} = q \cdot N_{d, a(pad)} + Q_{p, n(i)}, \quad (1.349)$$

čia: $N_{d, a(pad)}$ – legiruojančių priemaišų tankis puslaidininkiniame padėkle; $Q_{p, n(i)}$ – inversinio sluoksnio – indukuoto kanalo krūvis, sąlygotas indukuotų šalutinių atitinkamų krūvininkų $p_{n(i)}$ ir $n_{p(i)}$.

Didėjant užtūros G įtampai $|U_{GS}| > 0$, indukuotas krūvis $Q_{p, n(i)}$ taip pat didėja ir, kai $U_{GS} = U_{s(i)}$, inversinio sluoksnio krūvis $Q_{p, n(i)}$ tampa lygus puslaidininkinį padėklą legiruojančių priemaišų tankio $N_{d, a(pad)}$ krūviui ($q \cdot N_{d, a(pad)}$). Todėl įtampą $U_{s(i)}$ surasime išsprendę lygčių sistemą: (1.335), (1.347)–(1.349), esant sąlygai: $Q_{p, n(i)} = q \cdot N_{d, a(pad)}$.

Išsprendę gauname:

$$\begin{aligned} U_{s(i)} \equiv U_{GS} &= d_o \cdot Q_{(i)} / (\varepsilon \cdot \varepsilon_o \cdot S_{k(i)}) + L_D \cdot Q_{(i)} / (\varepsilon \cdot \varepsilon_o \cdot S_{k(i)}) = \\ &= [2 \cdot q \cdot N_{d, a(pad)} \cdot (d_o + L_D)] / (\varepsilon \cdot \varepsilon_o \cdot S_{k(i)}). \end{aligned} \quad (1.350)$$

Kai $|U_{GS}| \geq |U_{s(i)}|$ ir $U_{DS} = 0$, indukuoto n – arba p – kanalo MOP VT kanalo savitąjį laidumą $\sigma_{k(i)}$ galima išreikšti taip:

$$\sigma_{k(i)} = q \cdot \mu_n \cdot |\Delta n_{p(i)}| \quad \text{arba} \quad \sigma_{k(i)} = q \cdot \mu_p \cdot |\Delta p_{n(i)}|, \quad (1.351)$$

čia: μ_n , μ_p – atitinkamai elektronų n arba skylių p judrumas indukuotame kanale; $\Delta n_{p(i)}$ ir $\Delta p_{n(i)}$ – atitinkamai elektronų n arba skylių p tankio prieaugis indukuotame kanale.

Akivaizdu, jog MOP (MDP) darinį galima nagrinėti kaip plokščiąjį kondensatorių C , ir todėl tankio prieaugį $\Delta n_{p(i)}$, arba $\Delta p_{n(i)}$, išreikšime p –, arba n –, puslaidininkio P paviršiuje indukuotu šalutinių krūvininkų inversiniu krūviu $Q_{p, n(i)}$ ir indukuotu kanalo tūriu $V_{k(i)}$ taip:

$$\Delta n_{p(i)} = Q_{n(i)} / (q \cdot V_{k(i)}) = Q_{n(i)} / (q \cdot h_{k(i)} \cdot L_{k(i)} \cdot L_G), \quad (1.352)$$

$$\Delta p_{n(i)} = Q_{p(i)} / (q \cdot V_{k(i)}) = Q_{p(i)} / (q \cdot h_{k(i)} \cdot L_{k(i)} \cdot L_G), \quad (1.352a)$$

čia krūvį $Q_{p, n(i)}$ galima išreikšti per užtūros talpą C_G , kai $|U_{GS}| \geq |U_{s(i)}|$, taip:

$$Q_{p, n(i)} = C_G \cdot (|U_{GS}| - |U_{s(i)}|),$$

ir iš čia, bei (1.351)–(1.352a), randame:

$$\sigma_{k(i)} = [\mu_{n, p} \cdot C_G \cdot (|U_{GS}| - |U_{s(i)}|)] / (h_{k(i)} \cdot L_{k(i)} \cdot L_G), \quad (1.353)$$

čia: $|U_{GS}| \geq |U_{s(i)}|$.

Iš (1.353) ir žinomos formulės cilindro formos kūno varžai parašome indukuoto kanalo varžos $R_{k(i)}$ išraišką:

$$R_{k(i)} = L_{k(i)} / (\sigma_{k(i)} \cdot h_{k(i)} \cdot L_G) = L_{k(i)}^2 / [\mu_{n, p} \cdot C_G \cdot (|U_{GS}| - |U_{s(i)}|)], \quad (1.354)$$

čia: $|U_{GS}| \geq |U_{s(i)}|$.

MOP (MDP) VT indukuoto kanalo varžos $R_{k(i)}$ priklausomybė $R_{k(i)}(U_{GS})$ (1.354) yra išvesta, esant sąlygai $U_{DS} = 0$. Todėl gauta išraiška (1.354) neįskaito indukuoto šalutinių krūvininkų tankio $n_{p(i)}$, arba $p_{n(i)}$, atitinkamo prieaugio $\Delta n_{p(i)}$, arba $\Delta p_{n(i)}$ (1.352), galimo atitinkamo pasiskirstymo $\Delta n_{p(i)}(x)$, arba $\Delta p_{n(i)}(x)$, išilgai indukuoto kanalo, kai $|U_{DS}| > 0$ ir $I_{DS} > 0$. Šiuo atveju, kaip ir sandūriniame VT, BI schemeje MOP VT kanale L_k įtampa $U_G(x)$

išilgai užtūros G srities L_k – kryptimi nuo ištakos S link santakos D yra dviejų įtampų suma (1.341). Todėl indukuoto kanalo ilgio L_k dalies dx varžą $dR_{k(i)}$ kanalo taške x galima išreikšti taip:

$$\begin{aligned} dR_{k(i)} &= dx / (\sigma_{k(i)}(x) \cdot h_{k(i)} L_G) = L_{k(i)} \cdot dx / [\mu_{n,p} \cdot C_G \cdot (|U_G(x)| - |U_{s(i)}|)] = \\ &= L_{k(i)} \cdot dx / [\mu_{n,p} \cdot C_G \cdot (|U_{GS}| + |U_{XS}(x)| - |U_{s(i)}|)], \end{aligned} \quad (1.355)$$

čia: $|U_{GS}| + |U_{XS}(x)| \geq |U_{s(i)}|$.

Akivaizdu, jog santakos D srovė I_D visuose indukuoto kanalo taškuose x yra vienoda. Todėl indukuoto kanalo elementariajame ilgyje dx įtampa $dU_{XS}(x)$ yra:

$$dU_{XS}(x) = I_D \cdot dR_{k(i)} = \{I_D \cdot L_{k(i)} / [\mu_{n,p} \cdot C_G \cdot (|U_{GS}| + |U_{XS}(x)| - |U_{s(i)}|)]\} \cdot dx,$$

ir iš čia, atskyrę kintamuosius, parašome:

$$\{(|U_{GS}| + |U_{XS}(x)| - |U_{s(i)}|)\} \cdot dU_{XS}(x) = [I_D \cdot L_{k(i)} / (\mu_{n,p} \cdot C_G)] \cdot dx. \quad (1.355a)$$

Integravę išraišką (1.355a), esant kraštinėms sąlygoms: kai $x = 0$, įtampa $U_{XS} = 0$, ir kai $x = L_{k(i)}$, įtampa $U_{XS} = U_{DS}$, randame:

$$\int_0^{U_{DS}} \{(|U_{GS}| + |U_{XS}(x)| - |U_{s(i)}|)\} \cdot dU_{XS}(x) = \int_0^{L_k} [I_D \cdot L_{k(i)} / (\mu_{n,p} \cdot C_G)] \cdot dx,$$

$$(|U_{GS}| + |U_{DS}/2| - |U_{s(i)}|) \cdot |U_{DS}| = I_D \cdot L_{k(i)}^2 / (\mu_{n,p} \cdot C_G),$$

ir iš čia gauname:

$$I_D = (\mu_{n,p} \cdot C_G / L_{k(i)}^2) \cdot (|U_{GS}| + |U_{DS}/2| - |U_{s(i)}|) \cdot |U_{DS}|, \quad (1.356)$$

čia: $|U_{GS}| \geq |U_{s(i)}|$.

Gauta išraiška (1.356) aprašo indukuoto kanalo MOP VT išėjimo VACH tik pradinę sritį (1.99 ir 1.100 pav., b), kai $0 \leq |U_{DS}| \leq |U_k| = |U_{GS}| - |U_{s(i)}|$ ir $|U_{GS} + U_{DS}| \geq |U_{s(i)}|$. Iš čia matome, kad didėjant moduliui $|U_{DS}|$, kai $U_{GS} = \text{const}$, įtampos U_k vertė nusako situacija, kai viename iš indukuoto kanalo L_k taškų x_i savitasis laidumas $\sigma_{k(i)}(x_i) \cong 0$ – išnyksta dalis indukuoto kanalo, ir ši situaciją yra parodyta 1.107 pav., a. Akivaizdu, jog tai atitinka analogišką situaciją sandūriniame atidarytajame VT, kai įvyksta užtūros G p^+-n sandūros nuskurdintos srities $d_{pn(k)}$ kanale sąlytis su padėklu, tai yra parodyta 1.102 pav., b – situacija B*, kai $|U_{GS} + U_{DS}| = |U_k|$. Taigi, indukuoto kanalo MOP VT susidaro lyg ir paradoksali situacija – didėjant įtampai $|U_{DS}|$, santakos D srovė $I_D > 0$ ir taip pat didėja (1.356), (1.99 pav., b, ir 1.100 pav., b), o indukuotas kanalas tuo metu yra uždaromas, dėl ko srovė I_D turėtų mažėti. Tai, kaip ir sandūriniame atidarytajame VT, yra paaiškinama tuo, jog kanalą uždaranti įtampa $U_{GX}(x)$ išilgai užtūros G metalo M srities yra lemiamą didėjančios srovės I_D . Todėl vyksta savireguliacijos procesas, kurio metu, didėjant įtampai $|U_{DS}|$, yra apribojamas srovės I_D prieaugis ΔI_D . Šis prieaugis, didėjant įtampai $|U_{DS}|$, mažėja ir, kai $|U_{DS}| = |U_k|$, išnyksta, nes $\Delta I_D \Rightarrow 0$. Iš čia matome, kad, esant sąlygai $|U_{DS}| = |U_k|$, santakos srovė I_D pasiekia maksimalią – soties vertę I_{Ds} , kurią randame iš išraiškos (1.356) ir sąlygos $|U_{GS} + U_{DS}| = |U_{s(i)}|$, ir iš čia gauname:

$$I_{Ds} = [\mu_{n,p} \cdot C_G / (2 \cdot L_{k(i)}^2)] \cdot (|U_{s(i)}| - |U_{GS}|)^2, \quad (1.357)$$

čia: $|U_{GS}| \geq |U_{s(i)}|$.

Gauta išraiška (1.357) aprašo į BI grandinę įjungto indukuoto $n-$ ir $p-$ kanalo MOP VT išėjimo VACH sąsmaukos srityje (1.99 pav., b, ir 1.100 pav., b), kur santakos srovė $I_D \cong I_{Ds} \cong \text{const}$, kai $|U_{DS}| \geq |U_k|$. Šioje VACH srityje santakos srovė I_D , didėjant įtampai $|U_{DS}| \geq |U_k|$, išlieka beveik pastovi todėl, kad, didinant $|U_{DS}| > |U_k|$, plečiasi indukuoto kanalo L_k taškų x_i sritis Δx_i , kurioje savitasis laidumas $\sigma_{k(i)}(x_i) \cong 0$, ir ši situacija yra parodyta 1.107 pav., b. Akivaizdu, jog tai atitinka sandūrinio atidarytojo VT užtūros G p^+-n sandūros nuskurdintos srities $d_{pn(k)}$ kanale sąlyčio su padėklu ploto didėjimą (1.102 pav., b – situacija

C^*). Todėl visas įtampos U_{DS} prieaugis ΔU_{DS} yra padidėjusiam indukuoto kanalo L_k sektoriuje Δx_i , kuriame savitasis laidumas $\sigma_{k(i)}(x_i) \cong 0$, ir todėl šiame sektoriuje Δx_i indukuoto kanalo varža $R_{k(i)} \Rightarrow \infty$. Kita vertus, akivaizdu, kad šiame padidėjusiam kanalo sektoriuje Δx_i yra beveik visa įtampa U_{DS} . Todėl elektrinio lauko stipris E_i^* šiame kanalo sektoriuje Δx_i yra didžiausias. Iš puslaidininkių fizikos žinome, kad krūvininkų judrumas $\mu_{n,p} = v_{drf(n,p)}/E$ – priklauso nuo elektrinio lauko E ir stipriuose laukuose pradeda mažėti, nes $\mu_{n,p} \sim 1/E$ ir $v_{drf(n,p)} = v_s \cong \text{const}$. Todėl, toliau didėjant santakos D įtampai $|U_{DS}| \geq |U_k|$, santakos D srovės I_D tankis $j_D = q \cdot n_{p(i)} \cdot \mu_n \cdot E_i^*$, arba $j_D = q \cdot p_{n(i)} \cdot \mu_p \cdot E_i^*$, atitinkamai indukuoto n–, arba p–, kanalo srityje Δx_i išlieka beveik pastovus, o kartu ir $I_D \cong \text{const}$, nes $\mu_{n,p} \cdot E_i^* \cong \text{const}$. Iš čia matome, jog indukuotų krūvininkų $n_{(i)}$ ir $p_{(i)}$ atitinkamas dreifinis greitis $v_{drf(n,p)} = \mu_{n,p} \cdot E_i^*$ taip pat pasiekia savo didžiausią vertę v_s – soties greitį, ir todėl toliau nuo didėjančio E_i^* nebeprisiklauso ($v_s \cong \text{const}$). Akivaizdu, kad šis fizikinis reiškinys veikia ir kitų vienpolių (lauko) tranzistorių kanaluose, ir į tai yra atsižvelgiama nagrinėjant jų išėjimo VACH sąsmaukos srityje. Analogiškai įterpto kanalo MOP VT, kai $|U_{DS}| > |U_k|$ ir įtampa $|U_{DS}|$ toliau didėja, indukuoto kanalo MOP VT srityje po užtūros G metalu M esančios p–n sandūros nuskurdinta sritis $d_{pn(k)}$, kuri 1.107 pav. yra parodyta brūkšnine linija, plečiasi puslaidininkiniame padėkle prie santakos D arba, esant priešingam įtampos U_{DS} poliškumui, prie ištakos S. Tai taip pat yra paaiškinama indukuoto kanalo srities ir puslaidininkinio padėklo prie santakos D, arba ištakos S, savitojo laidumo mažėjimu, arba atitinkamai savitosios varžos didėjimu.

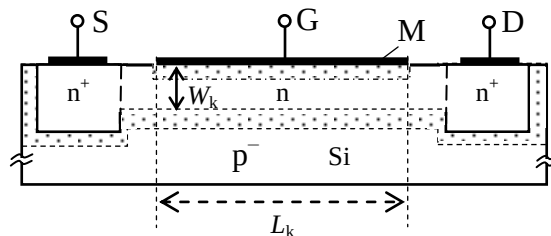
Indukuoto kanalo MOP VT statumo S^* išraišką išėjimo VACH sąsmaukos srityje surasime iš gautos priklausomybės (1.357):

$$\begin{aligned} S^* &= \partial I_D / \partial U_{GS} = [I_{Ds}(U_{GS})]'|_{U_{GS}} = I_{oD} / U_{oGS} = \\ &= |(\mu_{n,p} \cdot C_G / L_k^2) \cdot (|U_{s(i)}| - |U_{GS}|)|, \end{aligned} \quad (1.358)$$

čia: $|U_{GS}| \geq |U_{s(i)}|$.

Iš (1.358) matome, jog priešingai sandūriniam atidarytajam VT (1.332), indukuoto kanalo MOP VT statumas S^* didėja, didėjant $|U_{GS}| \geq |U_{s(i)}|$. Tačiau ir šiuo atveju, esant didelėms $|U_{GS}|$ vertėms, per MOP VT teka santykinai didelė srovė I_D (1.356), ir todėl jame išsiskiria gana didelis pastovusis galingumas $P_o = |I_D \cdot U_{DS}|$, o tai energiniu požiūriu yra nepageidautina. Todėl MOP (MDP) VT užtūros G įtampos U_{GS} vertė ir poliškumas yra parenkami iš sąlygos: $1,25 \leq |U_{GS}|/|U_{s(i)}| \leq 1,5$ – t. y. taip, kad indukuoto kanalo MOP (MDP) tranzistorius būtų „pridarytas“.

Šotkio vienpolis tranzistorius (ŠVT) skiriasi nuo sandūrinio VT su p–n sandūros užtūra tuo, jog ŠVT užtūra G yra padaryta metalo (M) ir puslaidininkio (P) – M-P sandūros būdu. Čia būtina prisiminti anksčiau aprašytas Šotkio diodo pagrindines elektrines savybes, charakteristikas ir veikos principus (1.50 pav.). Tipinis atidarytojo n– kanalo ŠVT planariosios konstrukcijos pjūvis yra parodytas 1.108 pav.

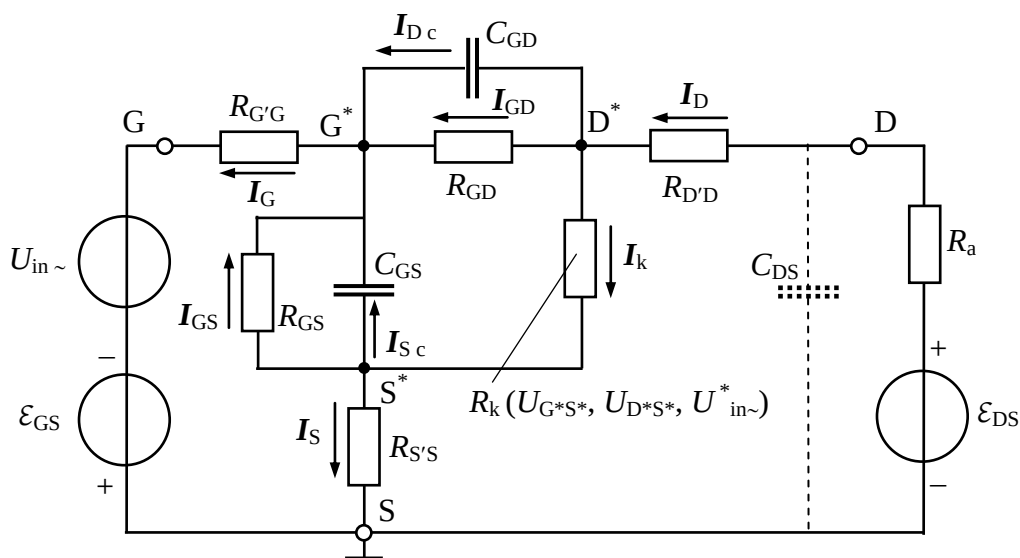


1.108 pav. Tipinio atidarytojo n– kanalo sandūrinio Šotkio lauko tranzistoriaus planariosios konstrukcijos pjūvis

Iš 1.108 pav. matome – ant padėklo, pavyzdžiui, silpnai legiruoto p– puslaidininkio,

yra suformuotas santykinai stipriau legiruotas n - puslaidininkio sluoksnis, kuriame vienu iš žinomų technologijos būdų yra suformuotos dvi stipriai legiruotos n^+ - sritys, bei ominiai kontaktai prie jų. Viena iš n^+ - sričių ir jos ominis kontaktas yra ištaka S, o kita – santaka D. Tarp ištakos S ir santakos D yra suformuota M–n Šotkio sandūra, kurios metalo M sluoksnis yra tranzistoriaus užtūra G, o betarpiškai po ją esanti n - puslaidininkio sritis yra vadinama kanalu, kurio ilgis L_k yra lygus užtūros G metalo M ilgiui ištakos S ir santakos D kryptimi. Siekiant pagerinti ŠVT veikos efektyvumą, n^+ - ir n - puslaidininkinės sritys yra stipriau legiruotos už p - sritį – padėklą: $n^+ \Rightarrow N_d(S, D) > N_d \Rightarrow n \Rightarrow N_d > N_a \Rightarrow p$ -. Todėl p -n sandūros nuskurdinta sritis yra mažiau priemaišomis legiruotame p - puslaidininkyje, šiuo atveju padėkle, tai 1.108 pav. yra parodyta brūkšnine linija ir užtaškuotomis sritimis, o M–n Šotkio sandūros nuskurdinta sritis yra išimtinai tranzistoriaus n - kanale, ir tai 1.108 pav. yra parodyta užtaškuota sritimi ir apibrėžta brūkšnine-taškine linija, nes užtūros G metalo M laidumas yra daug didesnis už n - puslaidininkio laidumą. Akivaizdu, jog ŠVT kanalo n -srities legiravimo priemaišomis tankis N_d ir jo storis W_k yra parenkami taip pat, kaip ir sandūriniame atidaryto arba uždaryto n - kanalo VT ((1.322) ir (1.323)). Todėl atidarytojo bei uždarytojo kanalo ŠVT veikia ir jo elektrinės charakteristikos, bei savybės, atitinka atidarytojo (1.101 pav., a) bei uždarytojo (1.101 pav., b) n - kanalo sandūrinio VT elektrines savybes ir charakteristikas, parodytas atitinkamai 1.92 pav., 1.99 pav. ir 1.100 pav.

Vienpolio tranzistoriaus dažninės charakteristikos, analogiškai anksčiau išnagrinėtoms dvipolio tranzistoriaus dažninėms charakteristikoms, aprašo VT statinių charakteristikų ir parametrų priklausomybę nuo poveikio signalo U_{in} dažnio ω . Anksčiau, aprašant VT elektrines savybes bei charakteristikas nebuvo įskaityta jų dažninės priklausomybės, nes analizė buvo atlikta žemų dažnių srityje, kai $\omega \Rightarrow 0$, kuri atitinka sąlygą $I_G \sim \cong 0$ (1.254). Dažnines VT charakteristikas, kai dažnis $\omega \Rightarrow \infty$ – nėra ribojamas iš viršaus, išnagrinėsime pasitelkę vienpolio tranzistoriaus ekvivalentinę schemą BI grandinėje, kuri yra parodyta 1.109 pav.



1.109 pav. Vienpolio (lauko) tranzistoriaus ekvivalentinė schema bendraištakėje (BI) grandinėje, leidžianti įvertinti tranzistoriaus elektrinių parametrų priklausomybes nuo poveikio signalo U_{in} dažnio ω

1.109 pav. parodytoje ekvivalentinėje schemoje RC- elementais yra atvaizduota: $R_{G'G}$ – užtūros G ominio kontakto varža, kuri yra n^+ - arba p^+ - sričių varža sandūrinio VT atveju, arba užtūros G metalizacijos varža MOP (MDP) VT ir ŠVT atveju; R_{GD} ir R_{GS} – užtūros G varža, kuri atitinka p -n, arba M–n Šotkio, sandūros varžą sandūrinio bei ŠVT atveju, arba dielektrinio (pavyzdžiui, oksido SiO_2) sluoksnio varžą MOP (MDP) VT atveju; $R_{S'S}$ ir $R_{D'D}$ – atitinkamai pasyvių n^+ -, arba p^+ -, sričių ir ominių ištakos S bei santakos D

kontaktų varža; R_k – kanalo varža; C_{GS} ir C_{GD} – užtūros G talpos C_G sandai – talpų dalys atitinkamai tarp užtūros G ir ištakos S, bei užtūros G ir santakos D, ir čia galioja akivaizdus sąryšis: $C_G = C_{GS} + C_{GD}$; R_a – apkrovos varža santakos D grandinėje. Taip pat 1.109 pav. brūkšnine linija yra pavaizduota talpa C_{DS} tarp santakos D bei ištakos S ominių kontaktų S ir D, į kurią taip pat įeina talpa tarp ištakos S ir padėklo, bei santakos D ir padėklo MOP (MDP) VT atveju, bei ŠVT atvejais.

Pagrindinė – pamatinė VT savybė yra jo santakos srovės I_D priklausomybė nuo užtūros įtampos U_{GS} , esant įvairioms $U_{DS} > 0$ vertėms, kuri 1.109 pav. parodytoje ekvivalentinėje schemoje yra pavaizduota elektriškai valdoma kanalo varža R_k , kurios dydis yra įtampų U_{GS}^* , U_{DS}^* ir U_{in}^* funkcija – $R_k(U_{GS}^*, U_{DS}^*, U_{in}^*)$ ((1.328), (1.340) ir (1.354)). Čia įskaityta, kad užtūros G pastovioji įtampa U_{GS} , ir kintamoji įtampa U_{in} , valdo tik betarpiškai po užtūros metalo M elektrodu G esančią kanalo sritį, tai 1.109 pav. yra pavaizduota mazgais S^* ir D^* . Palyginę vienpolio (1.109 pav.) ir dvipolio (1.76 ir 1.81 pav.) tranzistorių ekvivalentines schemas matome, jog VT ekvivalentinėje schemoje nėra elektriškai valdomo vidinio srovės arba įtampos šaltinio. Taip pasielgta todėl, kad VT nėra šalutinių krūvininkų injekcijos ir ekstrakcijos reiškinių. Todėl iš čia darome esminę išvadą: *kai įtampa $U_{DS} = 0$, nepriklausomai nuo įtampos U_{GS} visada santakos D, ir kartu ištakos S, srovė $I_{D,S} = 0$ (1.92 pav., b), kai tuo tarpu DT atveju BB grandinėje, esant $U_{KB} = 0$ ir $|U_{EB}| > 0$, kolektoriaus K srovė $I_K \approx I_E > 0$ (1.56 pav., b), ir tai taip pat yra vienas iš esminių skirtumų tarp VT ir DT. Iš čia taip pat paaiškėja, kad VT nėra krūvio kaupimo reiškinių sotes veikioje, kai VT yra visiškai atidarytas, kai tuo tarpu šioje būsenoje DT darinyje yra kaupiamas papildomas krūvis, lemiantys DT impulsines savybes, kurios yra nagrinėjamos impulsinėje elektronikoje, o tai taip pat yra vienas iš esminių skirtumų tarp VT ir DT. Čia galime pasakyti, kad VT veiką lemia pagrindinių krūvininkų judėjimas ir jų sąveika su medžiagos atomais arba molekulėmis – kanalo varža R_k , ir tai yra atspindėta įtaiso pavadinime – vienpolis tranzistorius.*

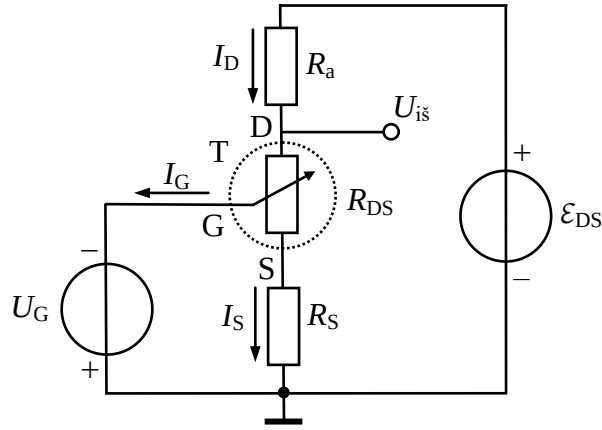
Išnagrinėsime 1.109 pav. parodytos ekvivalentinės schemos elementų įtaką VT elektrinių parametrų dažninėms priklausomybėms – dažninėms charakteristikoms nuo poveikio harmoninio signalo U_{in} dažnio ω .

Anksčiau žemųjų dažnių ω srityje, kai $\omega \Rightarrow 0$, išnagrinėtą VT kanalo varžą R_k sudarė tik dalis varžos R_{DS} tarp santakos D ir ištakos S išvadų S-D. Varžos R_{DS} visą vertę iš ekvivalentinės schemos (1.109 pav.) elementų išreiškiame taip:

$$R_{DS} = R_{S'S} + R_{D'D} + R_k. \quad (1.359)$$

Iš (1.359) matome, jog VT stiprinimo savybės gerėja, tenkinant akivaizdžias sąlygas: $R_{S'S} \ll R_k$ ir $R_{D'D} \ll R_k$. Reikalavimas kuo mažesnės pasyviosios varžos $R_{D'D}$ užtikrina didesnę išėjimo įtampos U_{is} pokytį ΔU_{is} apkrovoje R_a , esant pasirinktam srovės I_D pokyčiui ΔI_D , ir kartu garantuoja didesnę įtampos stiprinimą $K_{u,g,s}$ ((1.274), (1.297)). Reikalavimas kuo mažesnės pasyviosios varžos $R_{S'S}$, be akivaizdaus energetinių nuostolių mažinimo, yra būtinas ir todėl, kad BI schemoje garantuoja neigiamo grįžtamojo ryšio įtakos mažinimą įtampos stiprinimo koeficiento $K_{u,s}$ vertei. Šis neigiamas grįžtamasis ryšys susidaro dėl per rezistorių $R_{S'S}$ tekančios srovės I_S , nes atsirandanti šioje varžoje įtampa $U_{RS} = I_S \cdot R_{S'S}$ mažina valdančiosios įtampos pokytį ΔU_{GS} tarp užtūros G ir ištakos S, esant pasirinktam poveikio įtampos pokyčiui ΔU_G schemos įėjime U_{in} , nes $\Delta U_{GS} = \Delta U_G - \Delta U_{RS}$. Akivaizdu, kad dėl šio reiškinio sumažėja BI tranzistorinio stiprintuvo (1.94 pav.) diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas $K_{u,s}$ ((1.296), (1.297)). Todėl išnagrinėsime varžos R_S įtaką diferencialinio įtampos stiprinimo koeficiento $K_{u,s}^*$ vertei BI schemoje, kuri su VT elektriškai valdomu varžiniu ekvivalentu R_{DS} yra parodyta 1.110 pav.

Tranzistoriaus T veikos taškui $\{U_{DS}, I_D\}$ esant išėjimo VACH sąsmaukos srityje, analogiškai išraiškai (1.293), BI schemos išėjime U_{is} pastoviajai išėjimo įtampai $U_{is} =$ lauko tranzistoriaus T santakos išvade D galima parašyti:



1.110 pav. Ištakos S grandinėje įjungtos varžos R_S – pasyviosios varžos $R_{S'S}$ ekvivalento įtakos diferencialinio įtampos stiprinimo koeficiento K_{us}^* vertei apskaičiuoti pasitelkta ekvivalentinė BI grandinė su VT elektriškai valdomu varžiniu ekvivalentu R_{DS}

$$\begin{aligned} U_{i\dot{s}} &= \varepsilon_{DS} - U_{RD} = \varepsilon_{DS} - I_D \cdot R_a = \varepsilon_{DS} - \varepsilon_{DS} \cdot R_a / (R_a + R_{DS} + R_S) = \\ &= \varepsilon_{DS} \cdot (R_{DS} + R_S) / (R_a + R_{DS} + R_S), \end{aligned} \quad (1.360)$$

čia VT varža R_{DS} yra įtampos $|U_{GS}| = |U_G| + |U_{RS}| = |U_G| + I_S \cdot R_S$ funkcija.

VT varžą R_{DS} išreikšime jos vertėmis išėjimo VACH kreivėje U_k (1.92 pav.) – analogiškai išraiškai (1.290), taip:

$$R_{DS} \cong R_{DS\ s(k)} = U_s^2 / \{I_{D\ s\ max} \cdot [|U_s| - (|U_G| + |U_{RS}|)]\}, \quad (1.361)$$

čia: $U_{RS} = I_S \cdot R_S = I_D \cdot R_S$ – įtampa rezistoriuje R_S , kurią surasime pasitelkę formulę (1.281) arba (1.284), kai $U_{DS} = U_k$, ir iš čia:

$$I_D = I_{D\ s\ max} \cdot [1 - (|U_G| + |U_{RS}|) / |U_s|]^2. \quad (1.362)$$

Iš (1.362), išsprendę kvadratinę lygtį ieškomojo dydžio U_{RS} atžvilgiu, randame:

$$\begin{aligned} |U_{RS}| &= U_s^2 / [2 \cdot I_{D\ s\ max} \cdot R_S + (|U_s| - |U_G|)] - \\ &- \{ [U_s^2 / (2 \cdot I_{D\ s\ max} \cdot R_S) + (|U_s| - |U_G|)]^2 - (|U_s| - |U_G|)^2 \}^{1/2}, \end{aligned} \quad (1.363)$$

čia sprendimo metu ženklas prieš sprendinio šaknį yra parinktas iš sąlygos: kai $R_S \Rightarrow 0$ arba $|U_G| \Rightarrow |U_s|$, tai ir $U_{RS} \Rightarrow 0$.

1.110 pav. parodytos BI schemos koeficientas K_{us}^* , kai $U_{GS} = \text{const}$, analogiškai išraiškai (1.296), yra parašomas taip:

$$K_{us}^* = U_{o\ i\dot{s}} / U_{o\ i\dot{n}} = U_{o\ i\dot{s}} / U_{o\ G}, \quad (1.364)$$

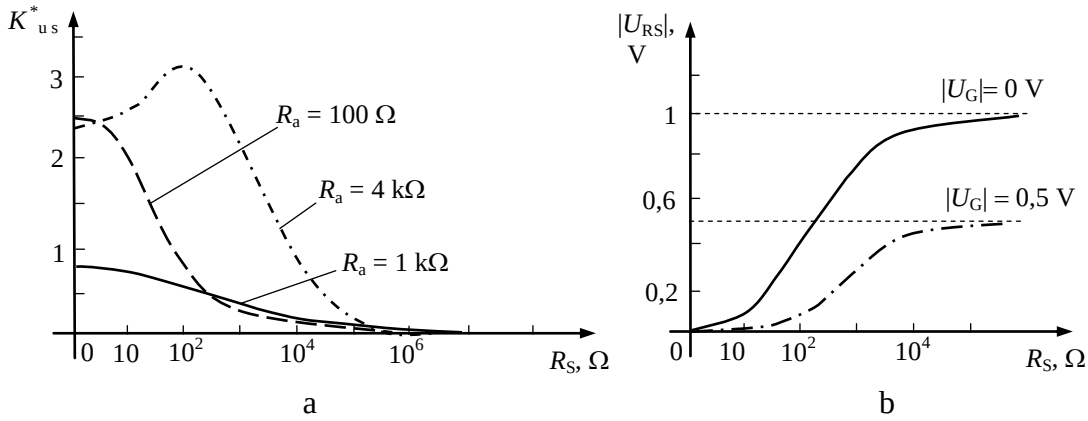
ir iš čia, bei (1.360)–(1.363), dalinių išvestinių metodu randame:

$$\begin{aligned} K_{us}^* &= (\partial U_{i\dot{s}} / \partial R_{DS\ s(k)}) \cdot (\partial R_{DS\ s(k)} / \partial U_{RS}) \cdot (\partial U_{RS} / \partial U_G) = \\ &= |\varepsilon_{DS}| \cdot |U_s|^3 \cdot R_a \cdot I_{D\ max} / \{ [U_s^2 + I_{D\ max} \cdot (R_a + R_S) \cdot (|U_s| - |U_G| - |U_{RS}|)]^2 \times \\ &\quad \times [U_s^2 + 4 \cdot I_{D\ max} \cdot R_S \cdot (|U_s| - |U_G|)]^{1/2} \}, \end{aligned} \quad (1.365)$$

čia: $0 \leq |U_G| \leq |U_s|$.

Iš gautos K_{us}^* išraiškos (1.365) matome: kai varža $R_S \Rightarrow 0$, įtampa $U_{RS} \Rightarrow 0$ (1.363) ir $K_{us}^* \Rightarrow K_{us}$ (1.297) – tampa lygus BI schemos (1.94 pav.) koeficientui K_{us} , o kai varža $R_S \Rightarrow \infty$, koeficientas $K_{us}^* \Rightarrow 0$, nes turime labai stiprų neigiamą grįžtamąjį ryšį, ir kartu $I_D \Rightarrow 0$.

Iš (1.365) apskaičiuota BI schemos koeficiento K_{us}^* priklausomybė nuo varžos R_S yra parodyta 1.111 pav., a.



1.111 pav. Iš (1.365) apskaičiuota BI schemos koeficiento K_{us}^* priklausomybė nuo varžos R_S (a) ir iš (1.363) apskaičiuota įtampos $|U_{RS}|$ priklausomybė nuo varžos R_S (b), čia: a – esant vertei $R_a = 4 \text{ k}\Omega$, koeficiento K_{us}^* vertės yra padidintos 10 kartų

1.111 pav., a, skaičiavimo rezultatai yra pateikti esant šioms sąlygoms: $R_a = (0,1; 1; 4) \text{ k}\Omega$, čia, esant paskutinei vertei $4 \text{ k}\Omega$, koeficiento K_{us}^* vertės yra padidintos 10 kartų; $I_{D \max} = 10 \text{ mA}$; $\varepsilon_{DS} = 10 \text{ V}$; $U_s = -1 \text{ V}$; $U_G/U_s = 0$. Ten pat iš (1.363) apskaičiuota įtampos $|U_{RS}|$ priklausomybė nuo varžos R_S yra parodyta 1.111 pav., b, esant šioms sąlygoms: $I_{D \max} = 10 \text{ mA}$; $U_s = -1 \text{ V}$; $U_G/U_s = 0$ ir $0,5$.

Iš 1.111 pav., a, matome, kai $R_a = 4 \text{ k}\Omega$, didinant varžą $R_S \geq 0$, priklausomybės K_{us}^* nuo R_S pradžioje koeficientas K_{us}^* didėja, o paskui pradeda mažėti, ir $K_{us}^* \Rightarrow 0$ – turime smailės pavidalo kreivę. Tokia BI schemos diferencialinio įtampos stiprinimo koeficiento K_{us}^* priklausomybė nuo R_S yra paaiškinama įtampos U_{RS} (1.363) įtaka. O būtent, didėjant varžai $R_S \geq 0$, įtampa $|U_{RS}|$ taip pat didėja (1.111 pav., b) ir „pridaro“ VT, nes įtampa $|U_{GS}| = |U_G| + |U_{RS}| \Rightarrow |U_s|$. Todėl, esant tam tikriems VT ir BI schemos elementų parametrams, priklausomybės $K_{us}^*(R_S)$ pradžioje koeficientas K_{us}^* didėja analogiškai priklausomybei $K_{us}(U_{GS})$ (1.96 pav., a). Toliau didėjant varžai $R_S \Rightarrow \infty$, įtampa $|U_{RS}| \Rightarrow |U_s| - |U_G|$ (1.111 pav., b) ir, kai užtūros G įtampa $|U_G| \cong |U_s|$, įtampa $|U_{RS}| \cong 0$ esant bet kokioms R_S vėrtėms (1.363) – VT yra „uždarytas“, nes $|U_{GS}| \cong |U_s|$ ir $I_D \cong 0$, kai $|U_{DS}| > 0$. Todėl priklausomybėje $K_{us}^*(R_S)$ (1.111 pav., a), kai $R_S \Rightarrow \infty$, koeficientas K_{us}^* monotoniškai mažėja artėdamas prie nulio – veikia neigiamas grįžtamasis ryšys, ir kartu $I_D \Rightarrow 0$. Čia reikia pasakyti, kad esant santykinai didelėms varžoms $R_S = (3-5) \text{ k}\Omega$ gauta priklausomybė $K_{us}^*(R_S)$ (1.365) nėra pakankamai tiksli dėl pasirinkto aproksimacijos modelio. Tačiau parodyta neigiama varžos R_S įtaka koeficiento K_{us}^* vertei yra iš esmės teisinga.

Didėjant įėjimo signalo $U_{in} \sim$ dažniui ω , užtūros G talpos $C_G = C_{GS} + C_{GD}$ sandai C_{GS} ir C_{GD} (1.109 pav.) BI schemoje mažina VT diferencialinę įėjimo varžą r_{GS} . Todėl šios varžos kompleksinį dydį $r_{GS}(j \cdot \omega)$ surasime iš ekvivalentinės schemos (1.109 pav.), tarę, jog varžos $R_{GD} = R_{GS} = R_k \Rightarrow \infty$, ir iš čia gauname:

$$r_{GS}(j \cdot \omega) = R_{G'G} + [-j/(\omega \cdot C_{GD}) + R_{D'D} + R_a] \cdot [-j/(\omega \cdot C_{GS}) + R_{S'S}]/$$

$$[-j/(\omega \cdot C_{GD}) + R_{D'D} + R_a - j/(\omega \cdot C_{GS}) + R_{S'S}] = R_{G'G} + A/a + j \cdot B/(\omega \cdot a), \quad (1.366)$$

čia kintamieji a , A ir B yra išreikšti taip:

$$\left. \begin{aligned} a &= (R_{D'D} + R_a + R_{S'S})^2 + [C_G/(\omega \cdot C_{GD} \cdot C_{GS})]^2, \\ A &= (R_{D'D} + R_a + R_{S'S}) \cdot [(R_{D'D} + R_a) \cdot R_{S'S} - 1/(\omega^2 \cdot C_{GD} \cdot C_{GS})] + \\ &\quad + C_G \cdot [(R_{D'D} + R_a) \cdot C_{GD} + R_{S'S} \cdot C_{GS}]/(\omega \cdot C_{GD} \cdot C_{GS})^2, \\ B &= \{ C_G \cdot [(R_{D'D} + R_a) \cdot R_{S'S} - 1/(\omega^2 \cdot C_{GD} \cdot C_{GS})] - \\ &\quad - (R_{D'D} + R_a + R_{S'S}) \cdot [(R_{D'D} + R_a) \cdot C_{GD} + R_{S'S} \cdot C_{GS}] \} / (C_{GD} \cdot C_{GS}). \end{aligned} \right\} \quad (1.367)$$

Iš (1.366) randame į BI schemą įjungto VT diferencialinės įėjimo varžos $r_{G_s}(j\omega)$ modulio $r_{G_s}(\omega)$ dažninę priklausomybę:

$$r_{G_s}(\omega) = [(\text{Re } r_G)^2 + (\text{Im } r_G)^2]^{1/2} = \{(R_G + A/a)^2 + [B/(\omega \cdot a)]^2\}^{1/2}. \quad (1.368)$$

Iš (1.368) ir (1.367) randame: kai $\omega \Rightarrow 0$, varža $r_{G_s}(0) \Rightarrow \infty$, o kai $\omega \Rightarrow \infty$, įėjimo varža $r_{G_s}(\infty) \Rightarrow R_{G'G} + A/a = R_{G'G} + R_{S'S} \cdot (R_{D'D} + R_a)/(R_{D'D} + R_a + R_{S'S}) = r_{G_s}(\text{min})$. Kai poveikio dažnis $\omega \Rightarrow \infty$, BS grandinėje (1.85 pav., c) VT diferencialinė įėjimo varža $r_{G_d}(\infty) \Rightarrow R_{G'G} + R_{D'D} \cdot (R_{S'S} + R_a)/(R_{D'D} + R_a + R_{S'S}) = r_{G_d}(\text{min})$. Dažniausiai apkrovos varža $R_a \gg R_{D'D}, R_{S'S}$, ir kita vertus, šiuolaikinių VT pasyvosios varžos $R_{G'G}, R_{S'S}$ ir $R_{D'D}$ yra gana mažos – (1–10) Ω . Todėl esant aukštiems įėjimo signalo $U_{in} \sim$ dažniams $\omega > 100$ MHz, įvairiose VT jungimo schemose diferencialinė įėjimo varža $r_G(\omega)|_{\omega \Rightarrow \infty}$ yra maža $\sim 10 \Omega$. Akivaizdu, kad siekiant gerinti VT savybes aukštųjų dažnių ω srityje, yra būtina visokeriopai mažinti užtūros G talpą $C_G = C_{GS} + C_{GD}$.

Aukštųjų dažnių ω srityje, kai $\omega > 100$ MHz, užtūros G talpa C_G neigiamai veikia VT valdymo efektyvumą – jį mažina. Dėl šios neigiamos įtakos vidinė užtūros G įtampa $U_{G^*S^*} = U_{in}^* \sim$ mažėja, nes vis didesnė įėjimo įtampos $U_{in} \sim$ dalis yra parazitiniuose rezistoriuose $R_{G'G}$ ir $R_{S'S}$ (1.109 pav.). Dėl to mažėja stiprinimo pakopos koeficientas K_u ir, analogiškai dvipolio tranzistoriaus emiterio E diferencialinio efektyvumo koeficiento γ_e (1.219) skaičiavimo metodikai, šią užtūros G talpos C_G neigiamą įtaką galima įskaityti taip:

$$\begin{aligned} U_{G^*S^*}(j\omega) &= U_{GS_0} \cdot [Z_{CG}/(Z_{CG} + R_{G'G} + R_{S'S})] = \\ &= U_{GS_0}/[1 + (R_{G'G} + R_{S'S})/Z_{CG}], \end{aligned} \quad (1.369)$$

čia: U_{GS_0} – užtūros G įtampa, kai $\omega \Rightarrow 0$; $Z_{CG} = -j/(\omega \cdot C_{GS})$ (1.15), ir įstatę tai į (1.369), gauname:

$$\begin{aligned} U_{G^*S^*}(j\omega) &= U_{GS_0}/[1 + j\omega \cdot (R_{G'G} + R_{S'S}) \cdot C_{GS}] = \\ &= U_{G^*S^*}(j\omega) = U_{GS_0}/(1 + j\omega \cdot \tau_G), \end{aligned} \quad (1.370)$$

čia $\tau_G = (R_{G'G} + R_{S'S}) \cdot C_{GS}$ – VT užtūros G trukmės konstanta.

Čia reikia pasakyti, jog, be varžų $R_{G'G}$ ir $R_{S'S}$, į trukmės konstantos τ_G išraišką būtina įskaityti ir kanalo varžos R_k dalį $\Delta R_k(s)$ prie ištakos S. Todėl turime:

$$\tau_G = (R_{G'G} + R_{S'S} + \Delta R_k(s)) \cdot C_{GS}. \quad (1.370a)$$

Išraišką (1.370) parašome atskirdami $\text{Re } U_{G^*S^*}$ ir $\text{Im } U_{G^*S^*}$ dalis, tam dešinįjį lygybės (1.370) narį padauginame ir padalijame iš $(1 - j\omega \cdot \tau_G)$. Iš čia:

$$U_{G^*S^*}(j\omega) = U_{GS_0}/(1 + \omega^2 \cdot \tau_G^2) - j \cdot U_{GS_0} \cdot \omega \cdot \tau_G/(1 + \omega^2 \cdot \tau_G^2),$$

ir iš čia randame priklausomybę $U_{G^*S^*}(\omega)$:

$$\begin{aligned} U_{G^*S^*}(\omega) &= [(\text{Re } U_{G^*S^*})^2 + (\text{Im } U_{G^*S^*})^2]^{1/2} = \\ &= U_{GS_0}/(1 + \omega^2 \cdot \tau_G^2)^{1/2} = U_{GS_0}/[1 + (\omega/\omega_G)^2]^{1/2}, \end{aligned} \quad (1.371)$$

čia $\omega_G = 1/\tau_G$ – užtūros G valdymo efektyvumo ribinis dažnis, kuriam esant yra gaunama tapatybė $U_{G^*S^*}(\omega)|_{\omega=\omega_G} = U_{GS_0}/\sqrt{2} \cong 0,71 \cdot U_{GS_0}$.

Iš gautos išraiškos (1.371) matome, jog didėjant įėjimo signalo $U_{in} \sim$ dažniui ω , įtampa $U_{G^*S^*}(\omega) = U_{in}^* \sim$ mažėja artėdama į nulį, ir šis mažėjimas yra tuo didesnis, kuo didesnė VT užtūros G talpa C_{GS} .

Iš VT ekvivalentinės schemos (1.109 pav.) matyti, jog kanalo varža R_k yra šuntuojama nuosekliai sujungtų kondensatorių C_{GS} ir C_{GD} atstojamosios talpos $C_G^* = C_{GS} \cdot C_{GD}/(C_{GS} + C_{GD})$. Todėl, esant aukštiesiems dažniams, kai $\omega > 100$ MHz, mažėja kanalo varžos R_k

pokyčio ΔR_k įtakos efektyvumas srovės I_D pokyčiui ΔI_D , atsirandančiam dėl įtampų $U_G \sim, U_{in} \sim$ ir $U_D \sim$ atitinkamų pokyčių $\Delta U_G \sim, \Delta U_{in} \sim$ ir $\Delta U_D \sim$. Dėlto mažėja VT statumas S , ir kartu mažėja koeficientas K_u . Iš 1.109 pav. matome, kad analogiškai dvipolio tranzistoriaus emiterio E diferencialinio efektyvumo koeficiento γ_e (1.219) įvertinimui, VT kanalo varžos R_k pokyčio ΔR_k priklausomybę nuo poveikio dažnio ω galime išreikšti taip:

$$\Delta R_k(j \cdot \omega) = \Delta R_{k(0)} \cdot [Z_{C^*G} / (Z_{C^*G} + R_k)] = \Delta R_{k(0)} / (1 + R_k / Z_{C^*G}), \quad (1.372)$$

čia: $\Delta R_{k(0)}$ – VT kanalo varžos R_k pokytis atitinkamoje jungimo schemoje, kai $\omega \Rightarrow 0$; $Z_{C^*G} = -j/(\omega \cdot C^*_G)$ (1.15), ir, įstatę tai į (1.372), gauname:

$$\Delta R_k(j \cdot \omega) = \Delta R_{k(0)} / (1 + j \cdot \omega \cdot R_k \cdot C^*_G) = \Delta R_{k(0)} / (1 + j \cdot \omega \cdot \tau_{\Delta R}), \quad (1.373)$$

čia: $\tau_{\Delta R} = R_k \cdot C^*_G$ – VT kanalo varžos R_k kitimo efektyvumo trukmės konstanta, kuri yra veikiamą kanalą šuntuojančios talpos C^*_G .

Išraišką (1.373) parašome atskirdami $\text{Re} \Delta R_k$ ir $\text{Im} \Delta R_k$ dalis, tam dešininį lygybės (1.373) narį padauginame ir padalijame iš $(1 - j \cdot \omega \cdot \tau_{\Delta R})$. Iš čia gauname:

$$\Delta R_k(j \cdot \omega) = \Delta R_{k(0)} / (1 + \omega^2 \cdot \tau_{\Delta R}^2) - j \cdot \Delta R_{k(0)} \cdot \omega \cdot \tau_{\Delta R} / (1 + \omega^2 \cdot \tau_{\Delta R}^2),$$

ir iš čia randame priklausomybę $\Delta R_k(\omega)$:

$$\begin{aligned} \Delta R_k(\omega) &= [(\text{Re} \Delta R_k)^2 + (\text{Im} \Delta R_k)^2]^{1/2} = \\ &= \Delta R_{k(0)} / (1 + \omega^2 \cdot \tau_{\Delta R}^2)^{1/2} = \Delta R_{k(0)} / [1 + (\omega / \omega_{\Delta R})^2]^{1/2}, \quad 1.374 \end{aligned}$$

čia: $\omega_{\Delta R} = 1/\tau_{\Delta R}$ – kanalo varžos R_k pokyčio ΔR_k efektyvumo ribinis dažnis, kuriam esant $\Delta R_k(\omega)|_{\omega=\omega_{\Delta R}} = \Delta R_{k(0)} / \sqrt{2} \approx 0,71 \cdot \Delta R_{k(0)}$.

Iš (1.374) matome, jog didėjant įėjimo signalo $U_{in} \sim$ dažniui ω , VT kanalo varžos R_k pokytis $\Delta R_k(\omega)$ mažėja artėdamas į nulį, ir šis mažėjimas yra tuo didesnis, kuo didesnė talpa C^*_G .

Iš 1.109 pav. matyti, jog kondensatoriaus C_{GD} talpa atlieka grįžtamojo ryšio vaidmenį tarp VT santakos D ir užtūros G. Todėl šis grįžtamasis ryšis gali būti teigiamas arba neigiamas, ir tai priklauso nuo santakos D apkrovos Z_a reaktyvumo pobūdžio. Didėjant poveikio dažniui ω , grįžtamojo ryšio trukmės konstantos $\tau_{DG} = R_D \cdot C_{GD}$ (čia tariame, kad $R_{GD} \Rightarrow \infty$) įtaka VT veikai didėja ir labai stipriai pasireiškia esant aukštiesiems dažniams $\omega > > 100$ MHz. Todėl, nelygu kokio pobūdžio yra grįžtamasis ryšys, yra galimi du talpos C_{GD} poveikio lauko tranzistoriaus veikai variantai.

Pirmuoju atveju BS grandinėje dėl talpos C_{GD} poveikio, esant teigiamam grįžtamajam ryšiui, VT gali susižadinti – generuoti.

Antruoju atveju BS grandinėje dėl talpos C_{GD} poveikio, esant neigiamam grįžtamajam ryšiui, koeficientas K_{us} gali labai sumažėti ir tranzistorinė schema netenka įtampos stiprinimo savybės, nes $K_{us} \Rightarrow 0$.

Pažvelgę į sandūrinio (1.101 pav.) arba MOP (MDP) (1.104 pav.) vienpolių tranzistorių planariosios konstrukcijos pjūvius, matome, jog kondensatoriaus C_{GS} talpa yra sudaryta beveik iš viso kanalo ploto $S_{kG} \cong L_k \cdot L_G$, o kondensatoriaus C_{GD} talpa yra sudaryta tik iš nedidelės kanalo ploto dalies prie santakos D, čia L_G – užtūros G metalinio kontakto plotis statmenai kryptčiai tarp S ir D. Todėl įprastai $C_{GD} \ll C_{GS}$ ir ši nelygybė dėl tekančios santakos srovės I_D įtakos dar labiau stiprėja, nes sandūrinio VT užtūros G p⁺–n sandūros nuskurdintos srities storis $d_{pn(k)}$ kanale didėja santakos D kryptimi (1.102 pav., b).

Be anksčiau išnagrinėtų trukmės konstantų τ_G (1.371), $\tau_{\Delta R}$ (1.373) ir τ_{DG} įtakos VT dažninėms savybėms, analogiškai šalutinių krūvininkų lėkio trukmei t_{dB} per DT bazę (1.229), labai aukštuose dažniuose, kai $\omega > 100$ MHz, yra būtina įskaityti pagrindinių krūvininkų lėkio trukmę $t_{d(k)}$ per VT kanalą L_k . Anksčiau parodėme, kad VT veikos taškui $\{U_{DS}, I_D\}$ esant išėjimo VACH sąsmaukos srityje, elektrinio lauko stipris E^* kanale yra didžiausias, ir todėl

pagrindinių krūvininkų dreifinis greitis $v_{\text{drf}(n, p)} \approx \mu_{n, p} \cdot E^*$ taip pat pasiekia savo didžiausią vertę v_s – soties greitį. Todėl $t_{d(k)} \approx L_k/v_s$ ir VT kanalo inertiškumą nusakanti trukmės konstanta $\tau_{d(k)}$, analogiškai τ_b (1.228), bei kanalo ribinis dažnis $\omega_{d(k)}$ yra išreiškiami taip:

$$\tau_{d(k)} = t_{d(k)}/2 \approx L_k/(2 \cdot v_s), \quad \omega_{d(k)} = 1/\tau_{d(k)} = 2 \cdot v_s/L_k. \quad (1.375)$$

Analogiškai DT atvejui (1.233), VT koeficiento $K_u(j \cdot \omega)$ dažninei priklausomybei aprašyti yra naudojama aproksimacija:

$$K_u(j \cdot \omega) \cong [K_{u0} \cdot \exp(-j \cdot \nu_\varphi)]/[1 + j \cdot (\omega/\omega_u)], \quad (1.376)$$

čia: ν_φ – išėjimo signalo U_{is} fazės φ iš patikslinimo koeficientas, priklausantis nuo VT jungimo schemos, ir yra nustatomas eksperimentiniais matavimais; ω_u – ribinis įtampos $U_{is} \sim$ stiprinimo dažnis, kuriam esant $K_u(\omega)|_{\omega=\omega_u} = K_{u0}/\sqrt{2} \cong 0,71 \cdot K_{u0}$; K_{u0} – VT žemadažnis stiprinimo koeficientas atitinkamoje jungimo schemeje, kai $\omega \Rightarrow 0$.

Iš (1.376) jau žinomu būdu randame dažninę priklausomybę $K_u(\omega)$:

$$\begin{aligned} K_u(\omega) &= U_{ois}/U_{oin} = [(\text{Re } K_u)^2 + (\text{Im } K_u)^2]^{1/2} = \\ &= K_{u0}(\omega) = K_{u0}/[1 + (\omega/\omega_u)^2]^{1/2}, \end{aligned} \quad (1.377)$$

ir fazinę priklausomybę $\varphi_u(\omega)$:

$$\begin{aligned} \varphi_u(\omega) &= \arctg[(\text{Im } K_u)/(\text{Re } K_u)] = \\ &= -\arctg\{\sin \nu_\varphi + (\omega/\omega_u) \cdot \cos \nu_\varphi\} / [\cos \nu_\varphi - (\omega/\omega_u) \cdot \sin \nu_\varphi], \end{aligned} \quad (1.378)$$

čia įtampos $U_{is} \sim$ stiprinimo ribinį dažnį ω_u randame taip:

$$1/\omega_u = 1/\omega_G + 1/\omega_{\Delta R} + 1/\omega_{dk}. \quad (1.379)$$

Iš (1.377) ir (1.378) apskaičiuotos VT atitinkamos priklausomybės $K_u(\omega)$ ir $\varphi_u(\omega)$ yra panašios į parodytas atitinkamas priklausomybės 1.77 pav., a ir b, kurios buvo gautos DT atveju.

Anksčiau matėme – kai įėjimo signalo $U_{in} \sim$ dažnis ω didėja, BI ir BS grandinėse VT diferencialinė įėjimo varža $r_G(\omega)$ mažėja nuo ∞ iki baigtinio dydžio $r_{G(\min)}$ (1.368). Akivaizdu, kad tuo pat metu kinta ir užtūros G kintamosios įėjimo srovės $I_G \sim$ modulis I_{oG} , tik atvirkščiai – nuo nulio iki baigtinio dydžio $I_{oG(\max)}$. Todėl, analogiškai DT atvejui (1.247), yra įtraukiamas svarbus VT dažninis parametras ω_T – užtūros G kintamosios srovės $I_G \sim$ stiprinimo ribinis dažnis BI schemeje, kuriam esant užtūros G srovės $I_G \sim$ diferencialinis stiprinimo koeficientas $K_i(\omega_T) = 1$. Ši sąlyga reiškia, jog esant trumpajam jungimui BI schemos išėjime U_{is} , kai $R_a = 0$, kintamosios įėjimo srovės I_{Gin} amplitudė I_{oGin} tampa lygi kintamosios išėjimo srovės I_{Dis} – santakos D srovės I_D , ir kartu ištakos S srovės I_S , amplitudei $I_{oD, S is} = I_{oGin}$. Kintamąsias įėjimo I_{Gin} ir išėjimo I_{Dis} sroves surasime žinodami VT atitinkamas įėjimo ir išėjimo diferencialines varžas $r_G(\omega)$ ir $r_{DS}(\omega)$. Į BI schemą įjungto VT diferencialinę išėjimo varžą $r_{DS}(\omega)$ surasime iš ekvivalentinės grandinės, parodytos 1.109 pav., tarę, jog kintamajam įėjimo signalui U_{in} užtūros G, ištakos S ir santakos D išvadai yra „įžeminti“ – trumpasis jungimas kintamajam signalui, o tranzistoriaus atitinkamų varžų vertės tenkina tapatybes: $R_{GD} = R_{GS} = R_k \Rightarrow \infty$, ir iš čia:

$$\begin{aligned} r_{DS}(j \cdot \omega) &= R_{D'D} - j/(\omega \cdot C_{GD}) + R_{G'G} \cdot [R_{S'S} - j/(\omega \cdot C_{GS})]/[R_{G'G} + R_{S'S} - j/(\omega \cdot C_{GS})] = \\ &= R_{D'D} + A^* \cdot R_{G'G}/a^* + j \cdot B^*/(\omega \cdot a^*), \end{aligned} \quad (1.380)$$

čia kintamaisiais dydžiais a^* , A^* ir B^* yra pažymėta:

$$\left. \begin{aligned} a^* &= (R_{G'G} + R_{S'S})^2 + (\omega \cdot C_{GS})^{-2}, \\ A^* &= R_{S'S} \cdot (R_{G'G} + R_{S'S}) + (\omega \cdot C_{GS})^{-2}, \\ B^* &= R_{G'G} \cdot R_{S'S}/C_{GS} - a^*/C_{GD} - R_{G'G} \cdot (R_{G'G} + R_{S'S})/C_{GS}. \end{aligned} \right\} \quad (1.381)$$

Iš (1.380) jau žinomu būdu randame VT diferencialinės išėjimo varžos $r_{DS}(j\omega)$ modulio $r_{DS}(\omega)$ dažninę priklausomybę:

$$\begin{aligned} r_{DS}(\omega) &= [(\operatorname{Re} r_{DS})^2 + (\operatorname{Im} r_{DS})^2]^{1/2} = \\ &= [(R_{D'D} + A^* \cdot R_{G'G} / a^*)^2 + (B^* / \omega \cdot a^*)^2]^{1/2}. \end{aligned} \quad (1.382)$$

Iš (1.381) ir (1.382) randame: kai $\omega \Rightarrow 0$, varža $r_{DS}(0) \Rightarrow \infty$, o kai $\omega \Rightarrow \infty$, varža $r_{DS}(\infty) \Rightarrow R_{D'D} + A^* / a^* = R_{D'D} + R_{G'G} \cdot R_{S'S} / (R_{G'G} + R_{S'S}) = r_{DS \min}$.

Taikant Omo dėsnį įėjimo U_{in} bei išėjimo U_{is} grandinėms BI schemoje (1.109 pav.), galima parašyti:

$$\begin{aligned} K_i(\omega) &= I_{o \text{ is}} / I_{o \text{ in}} = (U_{o \text{ is}} / r_{DS}(\omega)) / (U_{o \text{ in}} / r_G(\omega)) = \\ &= (U_{o \text{ is}} / U_{o \text{ in}}) / (r_G(\omega) / r_{DS}(\omega)) = K_u(\omega) \cdot (r_G(\omega) / r_{DS}(\omega)). \end{aligned} \quad (1.383)$$

Iš (1.383), kai $\omega = \omega_T$, ir pasinaudoję (1.377), bei gautomis varžų $r_G(\omega)$ ir $r_{DS}(\omega)$ atitinkamomis ribinėmis išraiškomis $r_{G \min}$ ir $r_{DS \min}$, kai $\omega \Rightarrow \infty$, parašome lygtį ribiniam dažniui ω_T apskaičiuoti:

$$\begin{aligned} 1 &\cong K_u(\omega_T) \cdot (r_G(\omega_T) / r_{DS}(\omega_T)) = \{K_{u0} / [1 + (\omega_T / \omega_u)^2]^{1/2}\} \cdot (r_G(\infty) / r_{DS}(\infty)) = \\ &= 1 = \{K_{u0} / [1 + (\omega_T / \omega_u)^2]^{1/2}\} \cdot K_R, \end{aligned} \quad (1.384)$$

čia koeficientas K_R yra išreiškiamas taip:

$$K_R = [R_{G'G} + R_{D'D} \cdot R_{S'S} / (R_{D'D} + R_{S'S})] / [R_{D'D} + R_{G'G} \cdot R_{S'S} / (R_{G'G} + R_{S'S})]. \quad (1.385)$$

Iš (1.384) ir (1.385) randame VT užtūros G srovės I_G stiprinimo ribinio dažnio ω_T išraišką:

$$\omega_T \cong \omega_u \cdot [(K_{u0} \cdot K_R)^2 - 1]^{1/2}. \quad (1.386)$$

Iš (1.386) matome, jog ribinis dažnis $\omega_T \geq \omega_u$, nes $K_{u0} > 1$, o $K_R \approx 1$. Todėl VT srovės stiprina platesniame dažnių diapazone, palyginti su įtampos stiprinimo dažnių diapazonu. Kita vertus, kai VT yra įjungtas į siaurajuostę (rezonansinę) grandinę, įtampos stiprinimo ribinis dažnis ω_u (1.379) yra nulemtas tik ribinio dažnio $\omega_{d(k)}$ (1.375), nes VT talpos C_{GS} ir C_{GD} yra įėjimo U_{in} bei išėjimo U_{is} grandinių suderintų reaktyvumų sandai, ir todėl yra kompensuojamos. Taigi, ribinis dažnis ω_u , o kartu ir ribinis dažnis ω_T (1.386), priklauso tik nuo VT kanalo ilgio L_k ir pagrindinių krūvininkų dreifinio sotes greičio v_s jame (1.375). Iš puslaidininkinių fizikos žinome, kad dažniausiai elektronikoje naudojamose puslaidininkinėse medžiagose elektronų n sotes greičiai $v_{s(n)}$, kai elektrinio lauko stipris kanale $E_k^* \geq 10^5$ V/cm, yra beveik vienodi: Ge atveju turime $v_{s(n)} = 6 \cdot 10^6$ cm/s; Si atveju – $v_{s(n)} = 10^7$ cm/s; GaAs atveju – $v_{s(n)} = 6 \cdot 10^6$ cm/s. Tačiau galio arsenide (GaAs) prie silpnųjų laukų $E_k \leq 10^4$ V/cm elektronų n dreifinis greitis $v_{drf(n)}$ padidėja iki $2 \cdot 10^7$ cm/s, ir šiuo atveju $v_{drf(n)}(\text{GaAs}) > v_{drf(n)}(\text{Ge, Si})$ (1.119 pav., b). Dėl to GaAs yra plačiai taikomas ultraaukštojo ($300\text{--}3 \cdot 10^3$) MHz ir superaukštojo ($3\text{--}30$) GHz dažnių diapazonuose veikiančių VT gamyboje. Vienpoliai tranzistoriai iš GaAs dažniausiai yra gaminami su M–n Šotkio sandūros užtūra (1.108 pav.), nes su GaAs sunku realizuoti p–n sandūrą, o įvairūs metalo M ir puslaidininkio P kontaktai M–P yra gana lengvai realizuojami su visomis šiuo metu puslaidininkinėje elektronikoje naudojamomis puslaidininkinėmis medžiagomis.

Anksčiau parodėme, jog VT įvairiose jungimo schemose gali stiprinti įtampą ir srovę. Todėl surasime VT diferencialinio galios stiprinimo koeficiento K_p priklausomybę nuo kintamojo harmoninio įėjimo signalo $U_{in} \sim$ dažnio ω :

$$K_p(\omega) = P_{is} \sim / P_{in} \sim, \quad (1.387)$$

čia: $P_{in} \sim = I_{o \text{ in}} \cdot U_{o \text{ in}}$; $P_{is} \sim = I_{o \text{ is}} \cdot U_{o \text{ is}}$, o $I_{o \text{ in, is}}$ ir $U_{o \text{ in, is}}$ – atitinkamų signalų amplitudės.

Pasinaudoję išraiškomis (1.377) ir (1.383), iš (1.387) randame:

$$K_p(\omega) = K_u(\omega) \cdot K_i(\omega) = K_u^2(\omega) \cdot (r_G(\omega)/r_{DS}(\omega)) = \\ = \{K_{u0}^2/[1 + (\omega/\omega_u)^2]\} \cdot (r_G(\omega)/r_{DS}(\omega)). \quad (1.388)$$

Analogiškai dvipolio tranzistoriaus atvejui (1.250), yra pasitelkiamas vienpolio tranzistoriaus maksimalus generacijos dažnis $\omega_{\max}$, kuris yra apibrėžiamas iš sąlygos – kai $\omega = \omega_{\max}$, koeficientas $K_p(\omega_{\max}) = 1$. Esant šiai sąlygai iš (1.388), ir pasinaudoję anksčiau gautomis varžų $r_G(\omega)$ ir $r_{DS}(\omega)$ atitinkamomis ribinėmis išraiškomis $r_{G\min}$ ir $r_{DS\min}$, kai $\omega \Rightarrow \infty$, taip pat išraiška (1.385), parašome lygtį VT ribiniam dažniui $\omega_{\max}$ apskaičiuoti:

$$\{K_{u0}^2/[1 + (\omega_{\max}/\omega_u)^2]\} \cdot K_R = 1,$$

ir iš čia randame:

$$\omega_{\max} \cong \omega_u \cdot [(K_{u0}^2 \cdot K_R) - 1]^{1/2}. \quad (1.389)$$

Palyginę gautas ribinių dažnių $\omega_{\max}$ ir ω_T atitinkamas išraiškas (1.389) ir (1.386), matome: kai $K_R \cong 1$, ribinis dažnis $\omega_{\max} \cong \omega_T$, kai $K_R > 1$, ribinis dažnis $\omega_{\max} < \omega_T$, o kai $K_R < 1$, ribinis dažnis $\omega_{\max} > \omega_T$.

Be anksčiau išnagrinėtų vienpolio tranzistoriaus talpų C_G , C_{GS} , C_{GD} ir C_{DS} įtakos jo dažninėms savybėms, didelę įtaką šioms savybėms turi VT išvadų G, S ir D atitinkami induktyvumai L_G , L_S ir L_D , kurie, kaip ir dvipolio tranzistoriaus atveju, turi būti kuo mažesni.

Pagrindinės vienpolio (lauko) tranzistoriaus elektrinių savybių palyginamosios vertės įvairiose jungimų schemose yra pateiktos 3-ioje lentelėje.

3 lentelė

Tranzistoriaus jungimo būdas	Tranzistoriaus įėjimo ominė varža R_{in} ir diferencialinė varža r_{in} , kai $\omega \Rightarrow 0$	Tranzistoriaus išėjimo ominė varža R_{is} ir diferencialinė varža r_{is} , kai $\omega \Rightarrow 0$	Stiprinimas: Srovės/įtampos, galios $K_{i,u,p}$, kai $\omega \Rightarrow 0$	Srovė, įtampa: Įėjime/išėjime
Bendros užtūros (BU)	priklauso nuo įtampų U_{SG}/U_S ir U_{DS} ir kinta intervale nuo (10–300) Ω iki ∞	priklauso nuo įtampų U_{SG}/U_S ir U_{DS} ir kinta intervale nuo (10–300) Ω iki ∞	1 / ≈ 20 ≈ 20	I_S , U_{SG}/I_D , U_{DG}
Bendros ištakos (bendraištakė) (BI)	labai didelė (10–100) $M\Omega$ $R_{in} \geq r_{in}$	didelė (0,1–10) $M\Omega$ $r_{is} > R_{is}$, kai $U_{DS} > U_k$ $r_{is} \cong R_{is}$, kai $U_{DS} < U_k$	$\approx 10^6 / \approx 20$ $\approx 2 \cdot 10^7$	I_G , U_{GS}/I_D , U_{DS}
Bendros santakos (BS)	labai didelė (10–100) $M\Omega$	didelė (0,1–10) $M\Omega$ $r_{is} > R_{is}$, kai $U_{SD} > U_k$ $r_{is} \cong R_{is}$, kai $U_{SD} < U_k$	$\approx 10^6 / \approx 20$ $\approx 2 \cdot 10^7$	I_G , U_{GD}/I_S , U_{SD}
Ištakinis kartotuvus (IK)	labai didelė (10–100) $M\Omega$	R_a	$\approx 10^6 / \leq 1$ $\approx 10^6$	I_G , U_G/I_S , U_D

Vienpolio (lauko) tranzistoriaus *pagrindiniai parametrai* yra šie:

$I_{D\max}$ – maksimali (didžiausioji) pastovioji santakos D srovė, kai $U_G = 0$ ir $|U_D| > |U_S|$;

U_S – slenkstinė užtūros G įtampa, kuriai esant $I_D = 0,1 \cdot I_{D\max}$;

$U_{G\max}$ – pramušimo įtampa tarp užtūros G ir ištakos S (arba santakos D);

$U_{DS\max}$ – pramušimo įtampa tarp santakos D ir ištakos S;

$P_{D\max}$ – maksimali santakoje D (arba ištakoje S) išspinduliuojama – išsiskirianti galia;

$T_{\max}$ – maksimali korpuso (kristalo) temperatūra;

$\omega_{\max} = 2 \cdot \pi \cdot f_{\max}$ – ribinis generacijos dažnis, kuriam esant $K_p(\omega_{\max}) = 1$;

C_{G0} – užtūros G talpa, kai $U_G = U_{DS} = 0$ ir $I_D = 0$;

C_{GD0} – užtūros G ir santakos D talpa, kai $U_G = U_{DS} = 0$ ir $I_D = 0$;

$\tau_{DG0} = R_{D0} \cdot C_{GD0}$ – grįžtamojo ryšio trukmės konstanta, kai $U_G = U_{DS} = 0$ ir $I_D = 0$.

Šio skyrelio pabaigoje suminėsime esminius skirtumus tarp dvipolio (DT) ir vienpolio (VT) (lauko) tranzistorių parametrų ir charakteristikų, o būtent: VT neturi įėjimo VACH, nes $I_G \cong 0$; DT ir VT išėjimo ir perdavimo VACH yra panašios. Kita vertus, perdavimo VACH panašumas yra tik atitinkamų funkcijų $I(U)$ panaši priklausomybė, tačiau iš jų apskaičiuota statumo S vertė skiriasi iš esmės. Pavyzdžiui, mažos galios – iki 300 mW DT statumas $S = \partial I_K / \partial U_{EB, BE} = (100-1000) \text{ mA/V}$, o VT $S = \partial I_D / \partial U_{GS} = (2-20) \text{ mA/V}$. Taip pat pasakysime, kad impulsinėje elektronikoje – „rakto veikoje“ DT impulsinės savybės yra geresnės už VT analogiškas savybes, išskyrus valdymo galią P_{in} , kuri yra mažesnė VT atveju. Taip pat VT neturi krūvio kaupimo efekto, kuris DT atveju lemia išjungimo delsą impulsinėje veikoje.

2. DVIPOLIŲ IR VIENPOLIŲ TRANZISTORIŲ PAGRINDINIŲ ELEKTRINIŲ SAVYBIŲ GERINIMO BŪDAI

Palyginę dvipolių ir vienpolių tranzistorių pagrindines elektrinių savybių palyginamąsias vertes išnagrinėtų schemų jungimuose, kurios yra pateiktos atitinkamai 2-oje ir 3-ioje lentelėse, matome, kad vienas iš pagrindinių vienpolio (lauko) tranzistoriaus pranašumų yra daug didesnė įėjimo varža R_{in} pastoviai srovei BI, BS bei IK jungimo schemose. Tačiau anksčiau parodėme, jog šis vienpolio tranzistoriaus pranašumas išlieka tik žemų ir vidutinių dažnių diapazonuose – iki 3–5 MHz. Kita vertus, vienpolių tranzistorių elektriniai triukšmai yra mažesni dėl jų veikos principo, nulemta tik pagrindinių krūvininkų judėjimo kanale, tai parodysime vėliau šios mokomosios priemonės priede – dvipolių ir vienpolių tranzistorių triukšmų fizikos skyriuose. Dėl to vienpoliai tranzistoriai yra atsparesni radiaciniam poveikiui ir jų elektriniai parametrai mažiau priklauso nuo temperatūros. Tačiau vienpoliai tranzistoriai nusileidžia dvipoliams tranzistoriams įtampos stiprinimo atžvilgiu – atitinkamai ~20 su 100 ir daugiau, ir tai yra esminis dvipolio tranzistoriaus pranašumas.

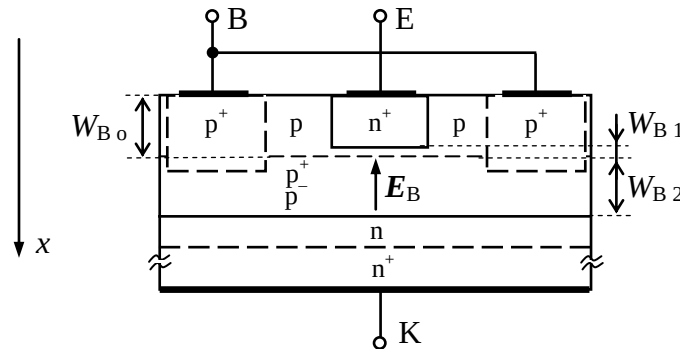
Šiuolaikinių vienpolių ir dvipolių tranzistorių ribiniai dažniai yra tos pačios eilės – (10–100) GHz. Atskirai reikia pažymėti, kad vienpolių tranzistorių, o ypač MOP (MDP) tranzistorių, užtūra G yra labai jautri statiniams krūviams, dėl kurių poveikio užtūra G gali būti pramušama – „sudega“. Todėl montuojant vienpolius tranzistorius į elektroninės schemos grandines būtina imtis tam tikrų saugos priemonių, apsaugant jų užtūras G nuo statinio krūvio žalingo poveikio – užtūros G elektrostatinio pramušimo. Tam dažniausiai MOP tranzistoriai į schemą yra lituojami su tarpusavyje specialiai vielele užtrumpintais jo išvadais (kontaktais). Įprastai tai yra padaroma neizoliuota lanksčia vielele apvyniojant VT kontaktų išvadus ir baigiant montuoti trumpinimas yra panaikinamas. Taip pat turime pasakyti, kad vienpolių tranzistorių konstrukcijos įvairovė yra didesnė už dvipolių tranzistorių. Tai parodysime tolesniuose poskyriuose.

2.1. Įvairūs dvipolių tranzistorių dariniai

Anksčiau nagrinėjant dvipolio tranzistoriaus veikos fiziką buvo parodyta, kad jo emiterio E efektyvumo koeficientas γ_E (1.199), palyginus su baze B, yra tuo artimesnis vienetui, kuo labiau yra tenkinama sąlyga $n_{n(E)} \gg p_{p(B)} - n-p-n$ tranzistoriaus atveju, arba $p_{p(E)} \gg n_{n(B)} - p-n-p$ tranzistoriaus atveju. Iš čia darome išvadą, jog emiterinė p–n sandūra turi būti nesimetrinė ir emiterinė sritis turi būti daug labiau legiruota atitinkamomis priemaisomis, negu bazės B sritis ($N_{d,a(E)} \gg N_{a,d(B)}$). Kita vertus, nagrinėjant fizikinius procesus bazėje B buvo parodyta, kad dvipolio tranzistoriaus ribiniai dažniai ω_α (1.235), ω_β (1.244), ω_T (1.246) ir ω_{max} (1.250) didėja, mažėjant šalutinių krūvininkų lėkio per bazę B trukmei t_{dB} (1.229). Vienas iš būdų mažinti trukmę t_{dB} remiasi puslaidininkinės elektronikos technologija, kurią taikant tranzistoriaus bazė B yra padaroma su įstatytu šalutinius krūvininkus greitančiu kvazielektriniu lauku E_B . Tam tranzistoriaus bazė B yra gradientiškai legiruojama priemaisomis $N_B(x)$, kurių tankis $N_{B(E)}$ bazėje prie emiterinės p–n sandūros tenkina sąlygą: $N_{B(E)} > N_{B(K)}$ – legiruojančių priemaišų tankis bazėje prie kolektorinės p–n sandūros. Toks dvipolis tranzistorius yra vadinamas *dreifiniu tranzistoriumi* ir šalutinių krūvininkų lėkio trukmė t_{dB} ((1.240), (1.241)) per bazę yra tuo mažesnė, kuo labiau yra tenkinama sąlyga: $N_{B(E)} \gg N_{B(K)}$. Iš čia kyla *esminis dreifinio tranzistoriaus konstrukcijos prieštaravimas* tarp emiterio E ir bazės B sričių legiruojančių priemaišų tankių atitinkamai N_E ir N_B . Šis prieštaravimas dar labiau sustiprėja dėl reikalavimo kuo mažesnės kolektoriaus K trukmės konstantos τ_k ((1.231), (1.248)), kurios vertė yra tiesiog proporcinga bazės B srities ominei varžai $R_{B'B}$, o šios vertė turi būti kuo mažesnė ir dėl dvipolio

tranzistoriaus triukšmų koeficiento mažinimo. Tai yra parodyta šios mokomosios priemonės priede – dvipolių ir vienpolių tranzistorių triukšmų fizikos skyriuose.

Dreifinis tranzistorius su dviejų sluoksnių baze yra vienas būdų panaikinti esminį prieštaravimą tarp emiterio E ir bazės B sričių legiravimo priemaišų tankių atitinkamai N_E ir N_B . Šis būdas yra pagrįstas tuo, jog dreifinio tranzistoriaus bazė yra padaroma iš dviejų sluoksnių, kaip tai parodyta 1.112 pav.

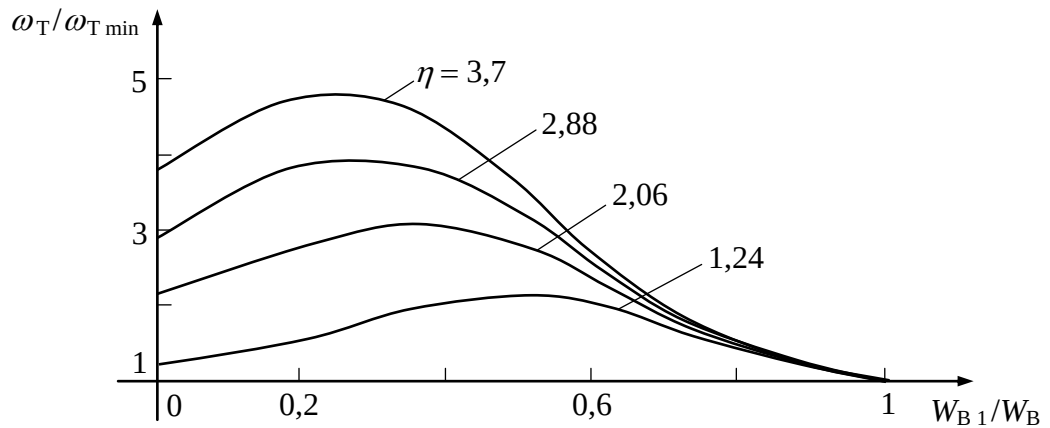


1.112 pav. Dreifinio dvipolio tranzistoriaus su dviejų p^- ir (p^+-p^-) sluoksnių baze planariosios konstrukcijos pjūvis, čia $W_B = W_{B1} + W_{B2}$

Iš 1.112 pav. matome, jog dreifinio $n-p-n$ tranzistoriaus p^- bazės B sritis yra padaryta su dviem sluoksniais: p^- paviršiuje W_{B0} ir (p^+-p^-) giliau W_{B2} , ir čia pirmasis p^- laidumo bazės B sluoksnis W_{B0} yra sąlyginai mažai legiruotas priemaišomis, kurių tankis $N_{B0} \ll N_E$ – legiruojančių priemaišų tankis n^+ – emiteryje E, kuris savo ruožtu yra suformuotas pirmajame bazės B sluoksnyje W_{B0} . Tai garantuoja emiterio E efektyvumo koeficiento γ_E vertę maksimaliai artimą vienetui, o taip pat – minimalią emiterinės $p-n$ sandūros barjerinės talpos C_{EB} vertę (1.40), ir tai dar labiau pagerina dreifinio tranzistoriaus savybes plačiame dažnių diapazone (1.221). Antrasis bazės B sluoksnis W_{B2} taip pat yra (p^+-p^-) laidumo, tačiau turi legiruojančių priemaišų tankio $N_{B2}(x)$ gradientą $-\partial N_{B2}(x)/\partial x$, nukreiptą emiterio E link, ir šis gradientas planariosios konstrukcijos pjūvyje yra parodytas simboliais p^+ ir p^- . Šis legiruojančių priemaišų tankio $N_{B2}(x)$ gradientas $-\partial N_{B2}(x)/\partial x$ patobulinto dreifinio tranzistoriaus bazės B sluoksnyje W_{B2} sukuria šalutinius krūvininkus n_p greitinantį įstatytą kvazielektrinį lauką E_B (1.239). Dreifinio tranzistoriaus pirmajame bazės B sluoksnyje W_{B0} difuzijos arba joninės implantacijos būdu yra suformuojamos atitinkamomis priemaišomis stipriai legiruotos n^+ – emiterio E ir p^+ – bazės B ominių kontaktų sritys. Emiterio E n^+ sritis nesiekia bazės B antrojo sluoksnio W_{B2} ir yra nuo jo atstumu W_{B1} , o bazės B ominių kontaktų p^+ sritys siekia antrąjį bazės sluoksnį W_{B2} ir taip užtikrinama maža bazės B srities varža $R_{B/B}$, ir kartu geresnes modifikuoto tranzistoriaus elektrines charakteristikas plačiame dažnių diapazone (1.232). 1.112 pav. parodytame dreifinio tranzistoriaus planariosios konstrukcijos pjūvyje kolektoriaus K sritis taip pat yra sudaryta iš dviejų to paties n^- ir n^+ laidumo sluoksnių. Pirmojo n^- sluoksnio legiruojančių priemaišų tankis $N_{K1} \ll N_{K2}$ – legiruojančių priemaišų tankis kolektoriaus K antrajame n^+ sluoksnyje. Tai garantuoja minimalią kolektorinės $p-n$ sandūros barjerinę talpą C_{KB} (1.40) ir dar labiau pagerina tranzistoriaus savybes plačiame dažnių diapazone (1.232). Kita vertus, papildomai suformuoti atitinkamomis priemaišomis silpnai legiruoti bazės B ir kolektoriaus K puslaidininkiniai sluoksniai žymiai padidina patobulinto tranzistoriaus emiterinės E ir kolektorinės K $p-n$ sandūrų pramušimo įtampas atitinkamai $U_{EB\max}$ ir $U_{KB\max}$ ((1.62), (1.63)), o tai yra labai svarbu taikant tranzistorius impulsinės elektronikos scheme „rakto veikioje“.

Dreifinio tranzistoriaus su dviejų sluoksnių baze (1.112 pav.) teoriniai skaičiavimai rodo, kad BE schemeje tranzistoriaus bazės B srovės I_B stiprinimo ribinis dažnis ω_T (1.248) priklauso nuo santykio W_{B1}/W_B , čia $W_B = W_{B1} + W_{B2}$. Ši apskaičiuota priklausomybė yra parodyta 1.113 pav., kur: η – greitinančio elektrinio lauko E_B bazėje įtakos koeficientas

((1.240), (1.241)), o $\omega_{T \min}$ – difuzinio tranzistoriaus ribinis dažnis, kai $W_B = W_{B1}$, o tai atitinka $\eta = 1$ (1.240).



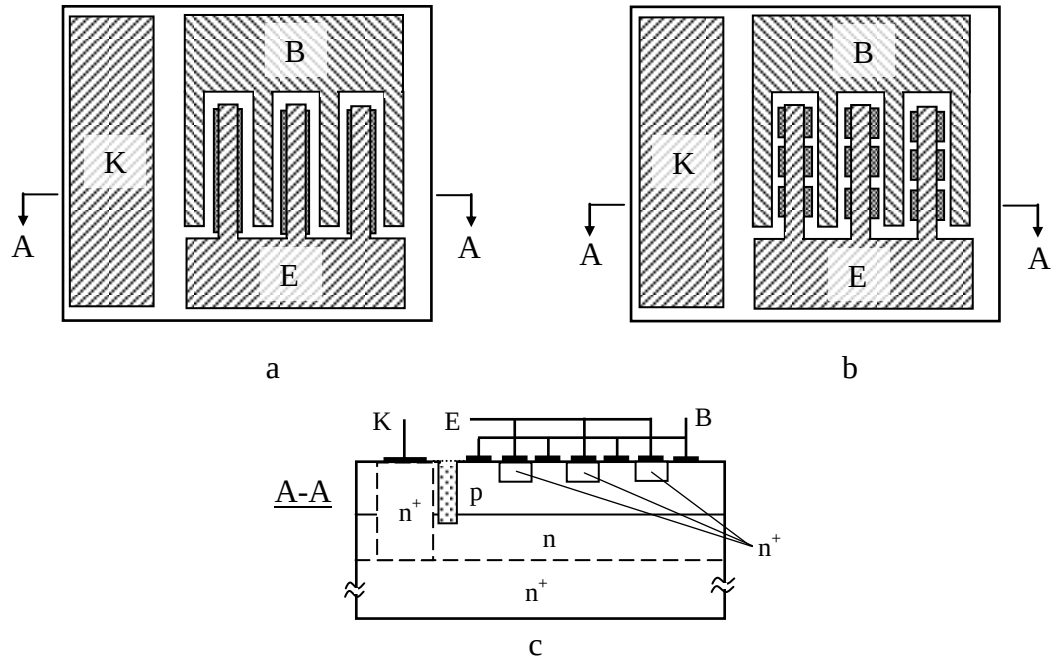
1.113 pav. Į BE schemą įjungto patobulinto dreifinio tranzistoriaus su dviejų sluoksnių baze, parodyto 1.112 pav., bazės B srovės I_B stiprinimo ribinio dažnio ω_T teorinė priklausomybė nuo santykio W_{B1} / W_B , čia $W_B = W_{B1} + W_{B2}$

Iš pateiktų 1.113 pav. grafikų matome, kad, be jau žinomo reikalavimo bazės B storiui $W_B = W_{B1} + W_{B2} \ll L_B$ (1.209), dreifiniame tranzistoriuje su dviem bazės sluoksniais (1.112 pav.) reikia užtikrinti papildomą sąlygą: $0,1 \cdot W_B < W_{B1} < 0,5 \cdot W_B$.

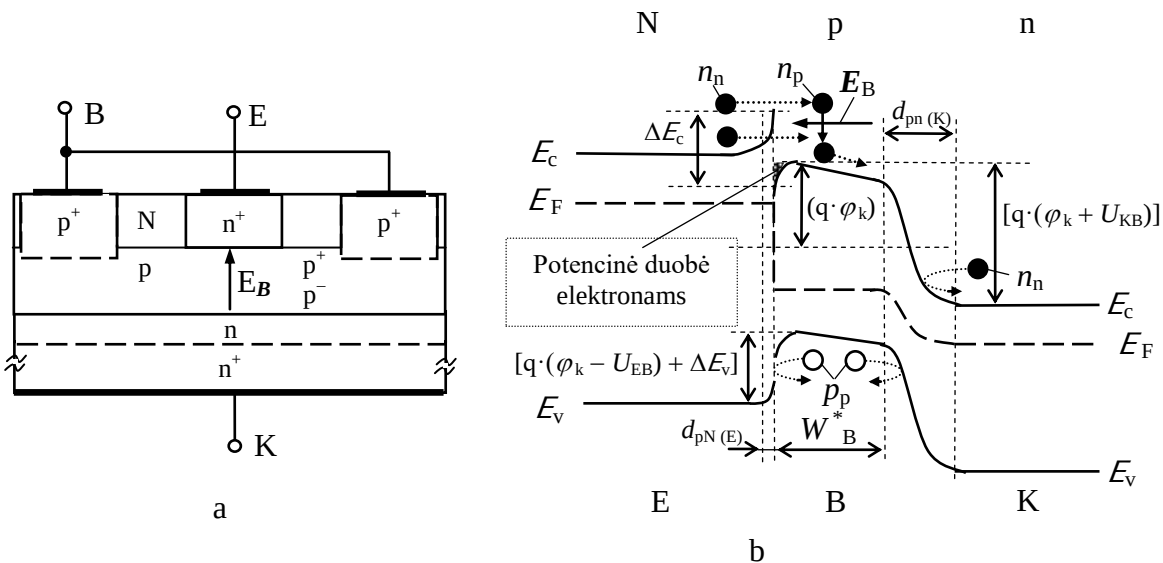
Iš 1.112 pav. parodytos planariosios konstrukcijos dreifinio tranzistoriaus pjūvio akivaizdu, kad norint užtikrinti kuo mažesnę bazės B srities varžą $R_{B'B}$, reikia mažinti emiterio E n^+ – srities sluoksnio storį ir kartu šios srities atstumą iki bazės B ominių kontaktų p^+ – sričių. Kita vertus, dvipolio tranzistoriaus kolektoriaus K išspinduliuojama šiluminė galia P_K didėja, didėjant kolektorinės p – n sandūros plotui S_K . Todėl, tenkinant šiuos reikalavimus, tranzistoriaus emiteris E puslaidininkinio kristalo paviršiuje (plane) yra daromas siaurų lygiagrečiai šalia viena kitos patalpintų juostelių pavidalo taip, kaip tai yra parodyta 1.114 pav., a, arba „celių“ pavidalo – 1.114 pav., b, kurios tarpusavyje yra sujungiamos panašiu į „šukas“ metalo kontaktu – emiterio ominių kontaktu E.

1.114 pav. parodytame dvipolio tranzistoriaus puslaidininkiniame darinyje bazės B ominio kontakto B metalo „šukos“ yra įterptos tarp emiterio ominio kontakto E metalo „šukų“. Kolektoriaus ominis kontaktas K gali būti išvestas į kristalo paviršių taip, kaip tai parodyta 1.114 pav., c, kur pateiktas tranzistorinio puslaidininkinio darinio skerspjūvio A-A pjūvis. Tam šalia emiterio E ir bazės B sričių yra atliekama santykinai gili n^+ – laidumą sudaranti legiruojančių priemaišų difuzija iki kolektoriaus K n^+ – sluoksnio. Tačiau šiuo atveju padidėja kolektorinės p – n sandūros barjerinė talpa C_{KB} ir sumažėja šios p – n sandūros pramušimo įtampa $U_{KB \max}$. Siekiant išvengti šių nepageidautinų padarinių, tarp kolektoriaus ominio kontakto K n^+ – srities ir bazės B p – struktūrinio darinio yra cheminio išsodinimo būdu išsodinamas gana gilus griovelis iki kolektoriaus K n – sluoksnio, tai 1.114 pav., c, yra parodyta taškuota sritimi. Elektronikos puslaidininkinėje Si technologijoje šis griovelis yra užpildomas SiO_2 ir taip izoliuojama kolektoriaus K ominio kontakto n^+ – sritis nuo bazės B p – srities.

Dreifinis tranzistorius su įvairiatarpe emiterine p – n sandūra yra kitas būdas, leidžiantis panaikinti dvipolio tranzistoriaus pagrindinį konstrukcijos prieštaravimą dėl bazės B ir emiterio E atitinkamų sričių legiravimo atitinkamomis priemaišomis lygio. Šis būdas yra pagrįstas tuo, kad dvipolio tranzistoriaus emiterio E sritis ir bazės B, bei kolektoriaus K, sritys yra suformuojamos dviejuose skirtinguose puslaidininkiniuose sluoksniuose taip, kaip tai yra parodyta 1.115 pav., a.



1.114 pav. Planariosios konstrukcijos dvipolio dreifinio tranzistoriaus emiterio E ir bazės B „šukų“ pavidalo metalo kontaktai: a – emiterio E sritys plane yra juostelių pavidalo; b – emiterio E sritys plane yra „celių“ pavidalo; c – puslaidininkinio darinio skerspjūvio A-A pjūvis



1.115 pav. Planariosios konstrukcijos N–p–n laidumo dvipolio dreifinio tranzistoriaus su įvairiatarpe emiterine p–N sandūra pjūvis (a) ir šio tranzistoriaus energinė diagrama (b) normalios veikos atveju

Iš 1.115 pav., a, matome – įvairiarpės idėjos esmę sudaro tai, jog emiterio E plačiajuostė N– sritys yra formuojama puslaidininkiniame sluoksnyje, kurio draustinės energijos juostos plotis $\Delta E_{g(E)}$ yra didesnis už draustinės energijos juostos plotį $\Delta E_{g(B-K)}$ antrajame puslaidininkiniame sluoksnyje, kuriame yra suformuotos tranzistoriaus bazės B ir kolektoriaus K sritys, ir kartu yra tenkinama būtina sąlyga: $\Delta E_{g(E)} > \Delta E_{g(B-K)}$. Čia ir toliau nusakant įvairiatarpę sandūrą yra naudojamas didžiųjų ir mažųjų raidžių derinys, pavyzdžiui, p–N arba P–n, čia didžioji raidė nurodo plačiajuostę puslaidininkinę p–n sandūros sritį, kurioje yra didesnis draustinės energijos juostos plotis ΔE_g : $E_{g(N)} > \Delta E_{g(p)}$ arba $E_{g(p)} > \Delta E_{g(n)}$

ir t. t. Taigi, 1.115 pav., a, yra parodytas planariosios konstrukcijos N–p–n laidumo dvipolio dreifinio tranzistoriaus su įvairiatarpe emiterine p–N sandūra pjūvis.

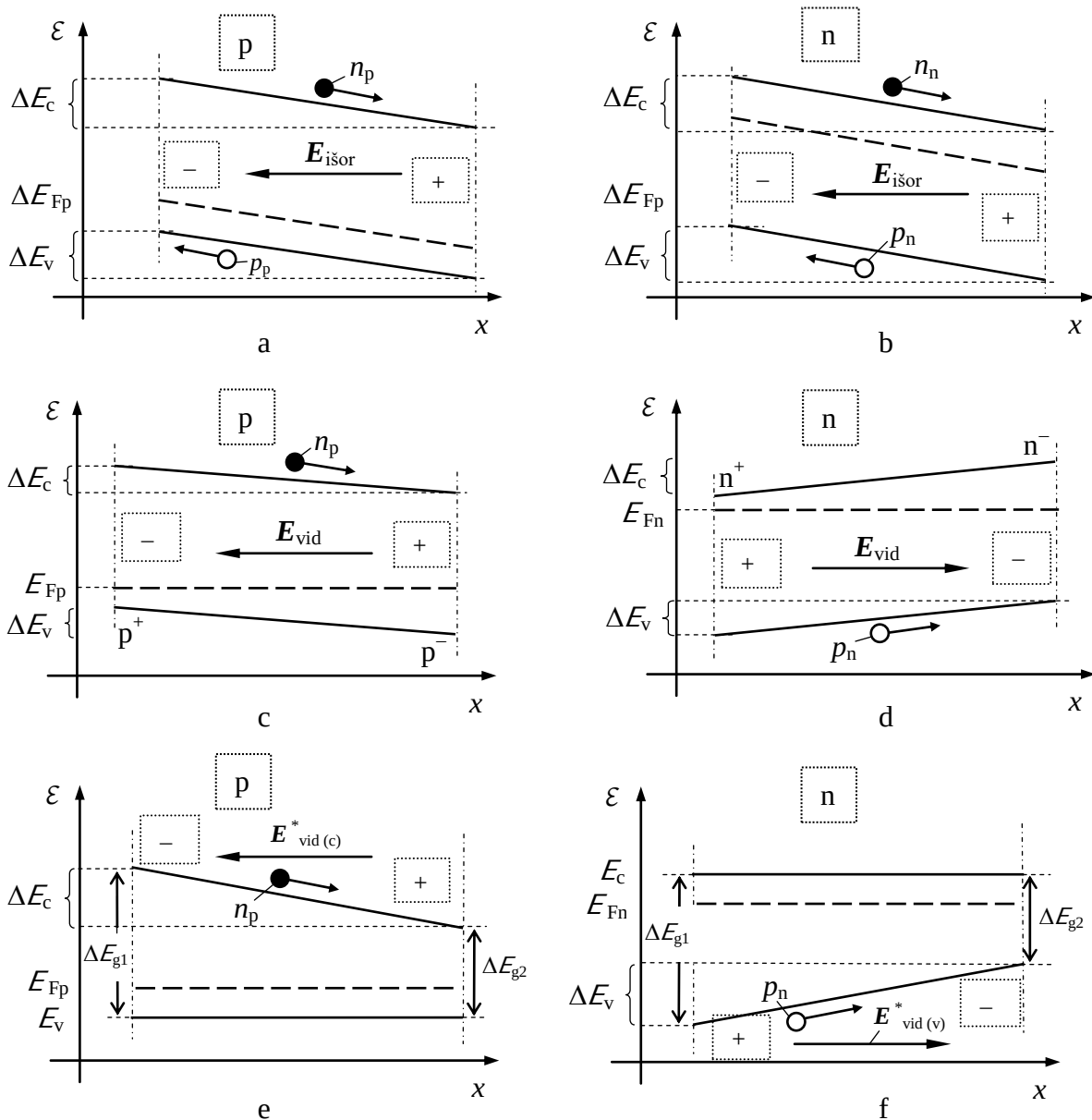
N–p–n laidumo dvipolio dreifinio tranzistoriaus su įvairiatarpe emiterine p–N sandūra energinė diagrama normalios veikos atveju, kai emiterinė p–N sandūra yra įjungta tiesiogine kryptimi, o kolektorinė p–n sandūra – atgaline kryptimis, yra parodyta 1.115 pav., b. Palyginę šią energinę diagramą su dvipolio dreifinio tranzistoriaus energine diagrama, parodyta 1.78 pav., matome, kad per tiesiogine kryptimi įjungtą įvairiatarpę emiterinę p–N sandūrą teka tik elektroninė emiterio E srovės I_E dedamoji – sandas $I_n(E)$. Todėl dvipolio dreifinio tranzistoriaus su įvairiatarpe emiterine p–N sandūra emiterio E efektyvumo koeficientas $\gamma_E \cong 1$, nes emiterio E srovės I_E skylinė dedamoji $I_p(E) \cong 0$, ir todėl emiterio E srovė $I_E \cong I_n(E)$ (1.196). Taip yra todėl, kad įvairiatarpės emiterinės p–N sandūros riboje tarp N– ir p–puslaidininkinių sluoksnių susidaro energinio laidumo juostos dugno E_c ir energinio valentinės juostos lubų E_v trūkis (1.115 pav., b). Šį trūkį lemia tai, kad didesnės energijos elektronai $n(\bullet)$ iš plačiajuosčio N– emiterio E dreifuoja į siaurajuostę p– bazę B ir jų tankis n_{pN} bazėje B prie trūkio ribos padidėja. Tai 1.115 pav., b, energinėje diagramoje yra parodyta patamsinta pleišto pavidalo sritimi, kuri yra p– bazėje B prie metalurginės N–p ribos tarp E_c ir E_F energinių lygių N– emiteryje E. Kita vertus, elektronų n_n tankis N– emiteryje E prie trūkio ribos sumažėja ir taip nulemia energinės laidumo juostos dugno E_c prie trūkio ribos kitimo pobūdį. Dėl laidumo juostos dugne E_c susidariusio trūkio analogiškai atsiranda trūkis energinės valentinės juostos lubose E_v , nes atitinkamose puslaidininkio srityse yra išlaikoma sąlyga: $\Delta E_g = \text{const}$. Šis trūkis valentinėje energinėje juostoje E_v pagrindiniams krūvininkams – skylėms $p_p(\circ)$ p– bazėje B, sukuria papildomą energinį barjerą ΔE_v , todėl, esant tiesioginei įtampos kryptčiai emiterinėje p–N sandūroje, skylės p_p negali patekti į N– emiterį E. Energinės laidumo juostos dugno E_c trūkis sukuria papildomą energinį barjerą ΔE_c , kurio sandas N– emiteryje E sukuria papildomą energinį barjerą pagrindiniams krūvininkams – elektronams n_n . Tačiau šio barjero storis $d_{pN(E)}$ yra labai mažas, todėl, esant tiesioginei įtampos kryptčiai emiterinėje p–N sandūroje, elektronai n_n tuneliuoja per šį barjerą ir patenka į p– bazę B. Čia reikia dar kartą pasakyti, kad p– bazėje B prie ribos su N– emiteriu E yra *potencinė duobė* elektronams n_p , kuri 1.115 pav., b, yra parodyta patamsinto pleišto pavidalo sritimi, ir ši potencinė duobė neigiamai veikia emiterio E efektyvumo koeficiento γ_E vertę – ją mažina.

Anksčiau nagrinėdami šalutinių krūvininkų pernašos per bazę B diferencialinį koeficientą γ_b ((1.217), (1.226)) parodėme, jog dvipolio tranzistoriaus dažninės charakteristikos $\alpha(\omega)$ (1.237) ir $\beta(\omega)$ (1.245) gerėja, o kartu didėja ir ribiniai dažniai ω_α (1.235), ω_β (1.244), ω_T (1.247) ir $\omega_{\max}$ (1.250), kai yra mažinama šalutinių krūvininkų lėkio per bazę B trukmė t_{dB} (1.229).

Todėl yra aktualu išnagrinėti įvairius *šalutinių krūvininkų pernašos per bazę B būdus* ir jų realizavimo *pagrindinius fizikinius principus*.

Dreifinio tranzistoriaus atveju (1.78 pav.) lėkio trukmės t_{dB} (1.240) sumažėjimas yra pasiekiamas bazės B srities gradientiniu legiravimu $\partial N_B(x)/\partial x$ atitinkamomis priemaisomis (1.239). Tačiau yra galimi ir kiti būdai mažinti šalutinių krūvininkų lėkio trukmę t_{dB} per bazę B. Jie yra parodyti 1.116 pav., kur pateiktos dvipolio tranzistoriaus bazės B srities įvairios energinės diagramos, nusakančios galimus šalutinių krūvininkų lėkio trukmės t_{dB} per bazę B mažinimo fizikinius principus.

1.116 pav., a ir b, yra parodytos energinių diagramų situacijos, kai prie p– arba n–puslaidininkio kristalo yra pridėta pastovioji išorinė įtampa $U_{i\text{isor}}$. Dėl šios įtampos poveikio atsiradęs elektrinis laukas $E_{i\text{isor}}$ iškreipia energinius lygmenis taip, kad elektronai ($\bullet$) energinėje laidumo juostoje E_c dreifuoja link išorinio potencialo „+“, sukurdami dreifinę srovę $I_{\text{drf}(n)}$, o skylės ($\circ$) energinėje valentinėje juostoje E_v dreifuoja link išorinio potencialo „–“, sukurdamos dreifinę srovę $I_{\text{drf}(p)}$. Todėl per puslaidininkį teka dreifinė srovė $I_{\text{drf}} = I_{\text{drf}(n)} + I_{\text{drf}(p)}$, kurios kryptis sutampa su išorinio lauko $E_{i\text{isor}}$ kryptimi. Čia būtina įsiminti,



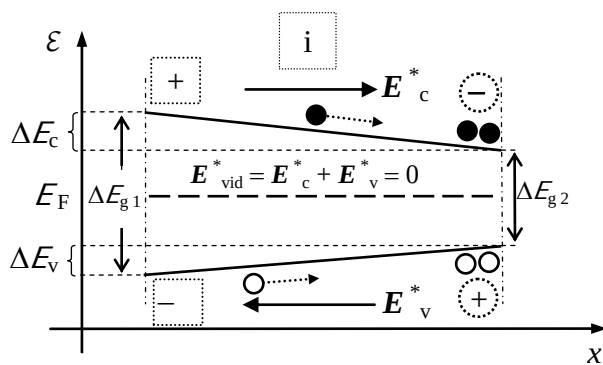
1.116 pav. Dvipolio tranzistoriaus bazės B srities įvairios energinės diagramos, nusakančios galimus šalutinių krūvininkų lėkio trukmės t_{dB} per bazę B mažinimo fizikinius principus

kad dėl išorinės įtampos U_{isor} poveikio, kad ir kokio laidumo tipo būtų puslaidininkis, energiniai lygmenys prie potencialo „+“ „nusileidžia žemyn“ dydžiu $\Delta E/2$, o prie potencialo „–“ „pakyla aukštyn“ tuo pačiu dydžiu $\Delta E/2$, čia pokytis $\Delta E = q \cdot U_{isor}$. Akivaizdu, kad n–puslaidininkyje dreifinės srovės I_{drf} sandas $I_{drf(n)} > I_{drf(p)}$, o p–puslaidininkyje, atvirkščiai $I_{drf(p)} > I_{drf(n)}$, ir šios nelygybės tuo stipresnės, kuo daugiau atitinkamų legiruojančių priemaišų $N_{a,d}$ yra įterpta į puslaidininkį, nes sandaugos $(n_n \cdot p_n) = n_i^2$ ir $(n_p \cdot p_p) = n_i^2$ yra lygios. Kita vertus, akivaizdu, jog čia aprašytas krūvininkų dreifinis pralėkimo per puslaidininkį fizikinis principas veikia ir vienpolių (lauko) tranzistorių kanale.

1.116 pav., c ir d, parodytos energinės diagramos atitinka situacijas, kai puslaidininkis yra gradientiškai legiruotas atitinkamomis priemaišomis $\pm \partial N_{a,d}(x)/\partial x$. Šis atvejis buvo aprašytas anksčiau, nagrinėjant dvipolį dreifinį tranzistorių (1.78 pav.). Čia būtina įsiminti, kad puslaidininkyje susidaręs vidinis kvazielektrinis laukas E_{vid} yra lemiamas pagrindinių krūvininkų tankio n_n , arba p_p , gradiento atitinkamai $\pm \partial n_n(x)/\partial x$, arba $\pm \partial p_p(x)/\partial x$ išilgai ašies x , ir *veikia tik šalutinius krūvininkus* – elektronus n_p p–puslaidininkyje, ir skyles p_n n–

puslaidininkyje. Kita vertus, šis metodas turi esminį trūkumą – didėjant šalutinių krūvininkų injekcinei srovei į gradientiškai legiruotą puslaidininkį, vidinis kvazilaukas E_{vid} jame mažėja ir išnyksta. Taip atsitinka todėl, kad į n– arba p– puslaidininkį injektuotų atitinkamų šalutinių krūvininkų tankiui p_n arba n_p pasiekus atitinkamų pagrindinių krūvininkų tankį n_n arba p_p , energinis Fermi lygmuo E_F (n, p) gradientiškai legiruotame puslaidininkyje pasislenka link draustinių energijų juostos ΔE_g vidurio, ir todėl išnyksta atitinkamų energinių juostų E_c , v polinkis, kuris parodo vidinio kvazielektrinio lauko stiprį $E_{\text{vid}} \sim \Delta E_{c, v}$. Taigi, šios stiprios šalutinių krūvininkų injekcijos atveju, kai $n_p \approx p_p$ arba $p_n \approx n_n$, gradientiškai legiruotame atitinkamai p– arba n– puslaidininkyje šalutiniai krūvininkai n_p arba p_n juda tik dėl difuzijos. Iš čia matome, kad esant emiterio E arba kolektoriaus K santykinai didelėms atitinkamoms srovėms I_E arba I_K , kai $I_{E, K} > (50-100) \text{ mA}$, *dvipolis dreifinis tranzistorius įgauna difuzinio tranzistoriaus savybes*. Kita vertus, didėjant emiterio E srovei I_E , dvipolio difuzinio tranzistoriaus bazėje B šalutinių krūvininkų lėkio trukmė $t_{d, B}$ (1.229) mažėja, nes didėja injektuotų šalutinių krūvininkų tankis bazėje B prie emiterinės p–n sandūros, o kartu didėja ir jų pasiskirstymo gradientas (1.24 pav. ir 1.71 pav.). Todėl, kai $I_E \Rightarrow I_{E, \text{max}}$, šalutinių krūvininkų n_p arba p_n atitinkamas difuzijos koeficientas $D_{n, p}$ dvipolio difuzinio tranzistoriaus bazėje padvigubėja, dėl to dvigubai sumažėja šalutinių krūvininkų lėkio trukmė $t_{d, B}$ (1.229) per bazę B. Šios dvipolių dreifinio ir difuzinio tranzistorių savybės yra pailiustruotos 1.80 pav., kur yra parodytos šalutinių krūvininkų lėkio trukmės $t_{d, B}$ per neutralią bazę W_B^* priklausomybės $t_{d, B}(I_K, E)$, kur kreivė 1 atitinka difuziją, o kreivė 2 – dreifinį dvipolių tranzistorių.

1.116 pav., e ir f, parodytos energinės diagramos atitinka situacijas, kai puslaidininkis yra *varizoninis* – kai jo medžiagoje draustinių energijų juostos plotis ΔE_g kinta ašies x kryptimi, pavyzdžiui, siaurėja. Varizoniniame savitojo laidumo i– puslaidininkyje energinis Fermi lygmuo E_F (i) yra draustinių energijų juostos ΔE_g viduryje, tai parodyta 1.117 pav., ir todėl ašies x kryptimi laidumo energinės juostos dugnas E_c turi nuolydį dydžiu $\Delta E_c = \Delta E_{gg}/2$, o valentinės energinės juostos lubos E_v turi įkalnę tuo pačiu dydžiu $\Delta E_v = \Delta E_{gg}/2$, čia $\Delta E_{gg} = |E_{g1} - E_{g2}|$ – draustinių energijų juostų energijų pokytis.



1.117 pav. Varizoninio savitojo i– laidumo puslaidininkio energinė diagrama

Iš puslaidininkių bei kietojo kūno fizikos žinome, jog laisvi krūvininkai medžiagoje visada stengiasi užimti mažiausios vidutinės energijos $\bar{\epsilon}_{\text{min}}$ būsenas. Todėl elektronai (●) laidumo energinėje juostoje E_c ir skylės (○) valentinėje energinėje juostoje E_v kaupiasi varizoninio i– puslaidininkio srityje kur draustinių energijų juostos plotis $\Delta E_{g, 2}$ mažiausias (1.117 pav.). Čia reikia prisiminti, kad skylių p_p vidutinė energija $\bar{\epsilon}_p$ valentinėje juostoje E_v , priešingai elektronų n_n vidutinei energijai $\bar{\epsilon}_n$ laidumo juostoje E_c , mažėja energijų ϵ didėjimo – ašies y kryptimi (1.117 pav.).

Taigi, vykstant energijų nusistovėjimo termodinaminiam procesui, varizoninio i– puslaidininkio kristalo gardelės jonizuoti atomai yra atskiriami nuo laisvųjų pusiausvirinių krūvininkų ašies x kryptimi. Todėl varizoninio i– puslaidininkio srityje, kurioje yra mažiausias draustinių energijų juostos plotis $E_{g, 2}$, turime laisvųjų pusiausvirinių krūvininkų

perteklių, o srityje, kurioje yra didžiausias draustinių energijų juostos plotis $E_{g1} > E_{g2}$, turime jonizuotus gardelės atomus, tai 1.117 pav. yra pavaizduota taškiniais kvadratais su atitinkamu krūvio ženklu, o pertekliniai krūviai yra pavaizduoti didesnio skersmens taškiniais apskritimais su atitinkamu krūvio ženklu. Šie krūviai sukuria atitinkamus kvazielektrinius laukus E_c^* ir E_v^* , kurių superpozicija nulemia vidinį kvazielektrinį lauką $E_{vid}^* = E_c^* + E_v^* = 0$, nes akivaizdu, kad laisvųjų pusiausvirinių krūvininkų ir jonizuotų atomų krūviai yra kompensuoti dėl krūvio neutralumo išlaikymo sąlygos. Kita vertus, iš puslaidininkio fizikos žinome, kad energinės juostos dugno E_c , arba lubų E_v , pokrypis energinio Fermi lygmens E_F atžvilgiu sukuria kvazielektrinį lauką $E^* = \Delta E^* / (q \cdot \Delta x)$, čia ΔE^* – draustinės energinės juostos pločio tarp Fermi lygmens E_F ir nagrinėjamos energinės juostos dugno E_c , arba lubų E_v , pokytis, atsirandantis atstumu Δx , o $\Delta E^* = \Delta E_{c,v}$. Iš 1.117 pav. taip pat matome, kad kvazielektriniai laukai E_c^* ir E_v^* atitinkamai energinėse laidumo E_c ir valentinėje E_v juostose yra lygūs ir priešingų krypčių ($E_c^* = -E_v^*$). Iš to taip pat kyla jau padaryta išvada, kad $E_{vid}^* = 0$. Čia reikia pasakyti, kad, sužadinus varizoninį i– puslaidininkį, pavyzdžiui, optiniu apšvietimu $h \cdot \nu \geq \Delta E_{g1}$, jame yra generuojamos nepusiausvirinių elektronų n_{opt} ir skylių p_{opt} poros – $n_{opt} \equiv p_{opt}$, ir dėl anksčiau aprašytų priežasčių atsiradę laisvi nepusiausviriniai krūvininkai n_{opt} ir p_{opt} judės ta pačia ašies x kryptimi. Todėl optinio sužadinimo metu srovė per varizoninį i– puslaidininkį lygi nuliui, o vidinis kvazielektrinis laukas taip pat išlieka lygus nuliui. Tačiau dėl šio proceso varizoninio i– puslaidininkio srityje, kurioje yra mažiausias draustinių energijų juostos plotis ΔE_{g2} , padidės nepusiausvirinių krūvininkų n_{opt} ir p_{opt} tankis, kurių dydis yra tiesiog proporcingas optinio apšvietimo intensyvumui Φ_{opt} . Nutraukus optinę apšvietą, nepusiausvirinis krūvininkų tankis n_{opt} ir p_{opt} varizoniniame i– puslaidininkyje labai greitai, maždaug Maksvelo relaksacijos laiku $\tau_M \approx 10^{-10} - 10^{-13}$ s, relaksuoja į atitinkamą pusiausvirinį tankį n_i ir $p_i - n_{opt} \Rightarrow n_i$ ir $p_{opt} \Rightarrow p_i$, čia $n_i = p_i$.

Varizoniniame i– puslaidininkyje, legiruotame atitinkamomis priemaisiomis $N_{d,a}$ – donoriais N_d (1.116 pav., f) arba akceptoriais N_a (1.116 pav., e), situacija pasikeičia iš esmės. Legiravimo priemaisiomis $N_{d,a}$ metu, priklausomai nuo legiruojančių priemaišų tipo, energinis Fermi lygmuo E_F iš draustinės energinės juostos ΔE_g vidurio artėja prie energinės laidumo juostos dugno E_c , kai yra pridama donorinių priemaišų N_d , arba – prie energinės valentinės juostos lubų E_v , kai yra pridama akceptorinių priemaišų N_a . Todėl atitinkamos energinės juostos dugnas E_c arba lubos E_v praranda atitinkamą pokrypį $\Delta E_{c,v} \Rightarrow 0$, tapdamos lygiagrečios energiniam Fermi lygmeniui E_F , o tai atitinka tolygų legiruojančių priemaišų tankio $N_{d,a}(x) = \text{const}$ pasiskirstymą varizoniniame puslaidininkyje (1.116 pav., e ir f). Dėl šio proceso kitos energinės juostos lubos E_v arba dugnas E_c legiruotame varizoniniame puslaidininkyje įgauna dar didesnę pokrypį – iki dydžio ΔE_{gg} – padidėja dvigubai, ir todėl atsiranda vidinis kvazielektrinis laukas E_{vid}^* , kurio vertė yra išreiškiama taip:

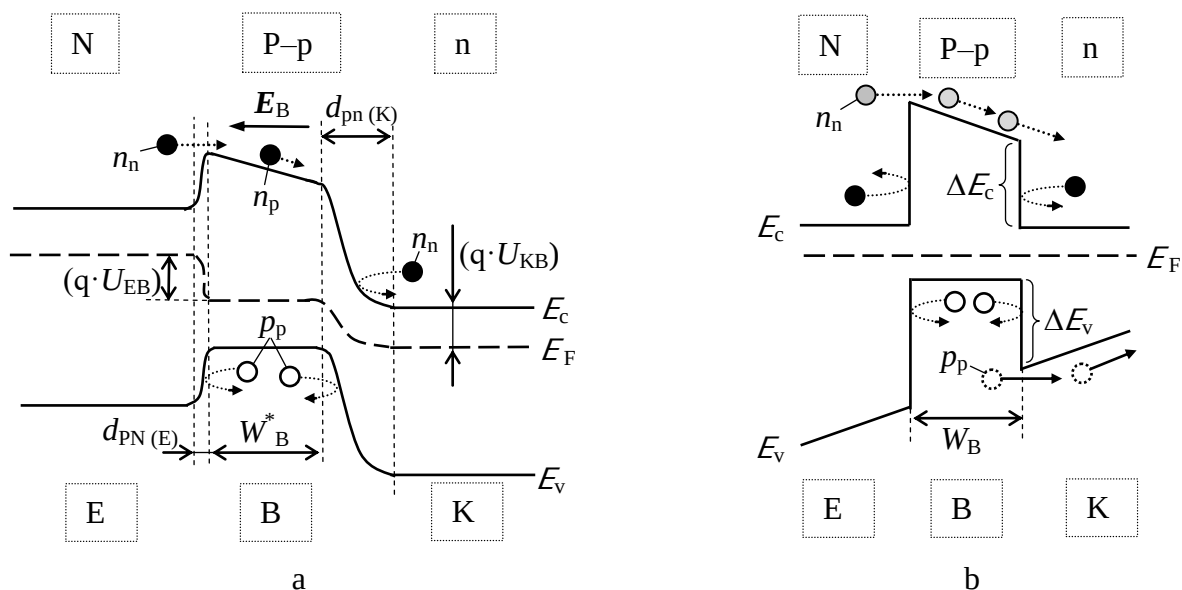
$$E_{vid(c,v)}^* = \Delta E_{gg} / (q \cdot \Delta x), \quad (1.389a)$$

čia: $E_{vid(c)}^*$ – varizoniniame p– puslaidininkyje (1.115 pav., e) ir $E_{vid(v)}^*$ – varizoniniame n– puslaidininkyje (1.116 pav., f).

Čia reikia atkreipti dėmesį, kad legiruotame varizoniniame puslaidininkyje atsiradę vidiniai kvazielektriniai laukai E_{vid}^* veikia tik šalutinius krūvininkus – atitinkamai elektronus n_p p– puslaidininkyje ir skyles p_n n– puslaidininkyje. Taigi, šiuo atveju optiniu apšvietimu Φ_{opt} žadinant krūvininkų poras $n_{opt} \equiv p_{opt}$ legiruotame varizoniniame p– puslaidininkyje tekės elektroninė dreifinė srovė – $I_{dfr(n)}$, čia ženklas „–“ parodo, kad srovės kryptis yra priešinga ašiai x , o varizoniniame n– puslaidininkyje tekės skylinė dreifinė srovė $+I_{dfr(p)}$, čia ženklas „+“ parodo, kad srovės kryptis sutampa su ašimi x . Dėl šių srovių poveikio nepusiausvirinių šalutinių krūvininkų tankis n_p arba p_n padidės varizoninio p– arba n– puslaidininkio srityje su mažiausiu draustinių energijų juostos plociu $\Delta E_{g2} < \Delta E_{g1}$, ir šios n_p arba p_n vertės yra tiesiog proporcingas optinės apšvietos intensyvumui Φ_{opt} . Dėl krūvio neutralumo išlaikymo sąlygos šalutinių krūvininkų pasiskirstymas $n_p(x)$ arba $p_n(x)$ sukelia tokį pat pagrindinių krūvininkų

pasiskirstymą atitinkamai $p_p(x)$ arba $n_n(x)$, iš to darome išvadą, kad optinio sužadavimo metu kartu su šalutinių krūvininkų sukurtomis srovėmis legiruotame varizoniniame puslaidininkyje priešinga kryptimi teka tokio pat dydžio pagrindinių krūvininkų sukurtos srovės, ir todėl suminė srovė yra lygi nuliui. Čia reikia atkreipti dėmesį, kad legiruotame varizoniniame puslaidininkyje esantis kvazielektrinis laukas E_{vid}^* neišnyksta ir esant santykinai didelėms šalutinių krūvininkų sudarytoms srovėms, pavyzdžiui, tiesiogine kryptimi paveiktos p–n sandūros injekcinei srovei, o tai yra dar vienas – papildomas šalutinių krūvininkų lėkio trukmės $t_{d\text{B}}$ per bazę B mažinimo varizoniniame puslaidininkyje pranašumų. Tai parodysime kitoje pastraipoje.

Varizoniniai dreifiniai tranzistoriai yra dar vienas sprendimo būdas, leidžiantis panaikinti pagrindinį dvipolio dreifinio tranzistoriaus konstrukcijos prieštaravimą tarp bazės B ir emiterio E sričių legiravimo atitinkamomis priemonėmis lygio (stiprio), ir tai yra parodyta 1.118 pav., a, kur pateikta varizoninio dreifinio tranzistoriaus energinė diagrama atitinka normalios veikos atvejį, kai emiterinė P–N sandūra yra įjungta tiesiogine kryptimi, o kolektorinė p–n sandūra – atgaline kryptimi.



1.118 pav. Varizoninio dreifinio tranzistoriaus energinė diagrama normalios veikos atveju, kai plačiajuostė emiterinė P–N sandūra yra įjungta tiesiogine kryptimi, o siaurajuostė kolektorinė p–n sandūra – atgaline kryptimi, čia b – varizoninis tranzistorius, pagamintas ištaisai varizoniniame puslaidininkyje

Iš 1.118 pav., a, matome, jog varizoninio N–(P–p)–n tranzistoriaus emiterio E sritis yra suformuota plačiajuosčiuame N– puslaidininkyje, o kolektoriaus K sritis – siaurajuosčiuame n– puslaidininkyje. Bazės B sritis yra suformuota varizoniniame P–p– puslaidininkyje. Šis varizoninis tranzistorius turi visus dreifinio tranzistoriaus pranašumus ir neturi anksčiau aprašyto pagrindinio dvipolio tranzistoriaus prieštaravimo emiterio E ir bazės B legiravimų stipriui, nes varizoninė bazės B sritis gali būti legiruota atitinkamomis priemonėmis taip pat stipriai, kaip ir emiterinė N– sritis ($N_{d, a}(E) \approx N_{a, d}(B)$). Kitas, pagrindinis varizoninio tranzistoriaus pranašumas yra tas, kad šalutinių krūvininkų dreifinė lėkio trukmė $t_{d\text{B}}$ per neutralią bazę W_B^* nepriklauso nuo emiterio E arba kolektoriaus K pastoviuųjų atitinkamų srovių stiprių $I_{E, K}$, ir šiuo atveju lėkio trukmė $t_{d\text{B}}$ visame tranzistoriaus srovių diapazone išlieka minimali, nes varizoninėje P–p– bazėje esantis kvazielektrinis laukas E_{vid}^* neišnyksta ir tada, kai turime šalutinių krūvininkų nulemtą didelės injekcijos sąlygą $n_p \approx p_p$ arba $p_n \approx n_n$. Kita vertus, varizoninio tranzistoriaus plačiajuostė emiterinė P–N sandūra turi anksčiau aprašytas teigiamas įvairiatarpės emiterinės N–p sandūros savybes, nes plačiajuostis N–

emiteris E atspindi skylės p_p , judančias link emiterio E iš siaurajuostės p– bazės B, ir todėl tokio tranzistoriaus $\gamma_E \cong 1$ (1.196).

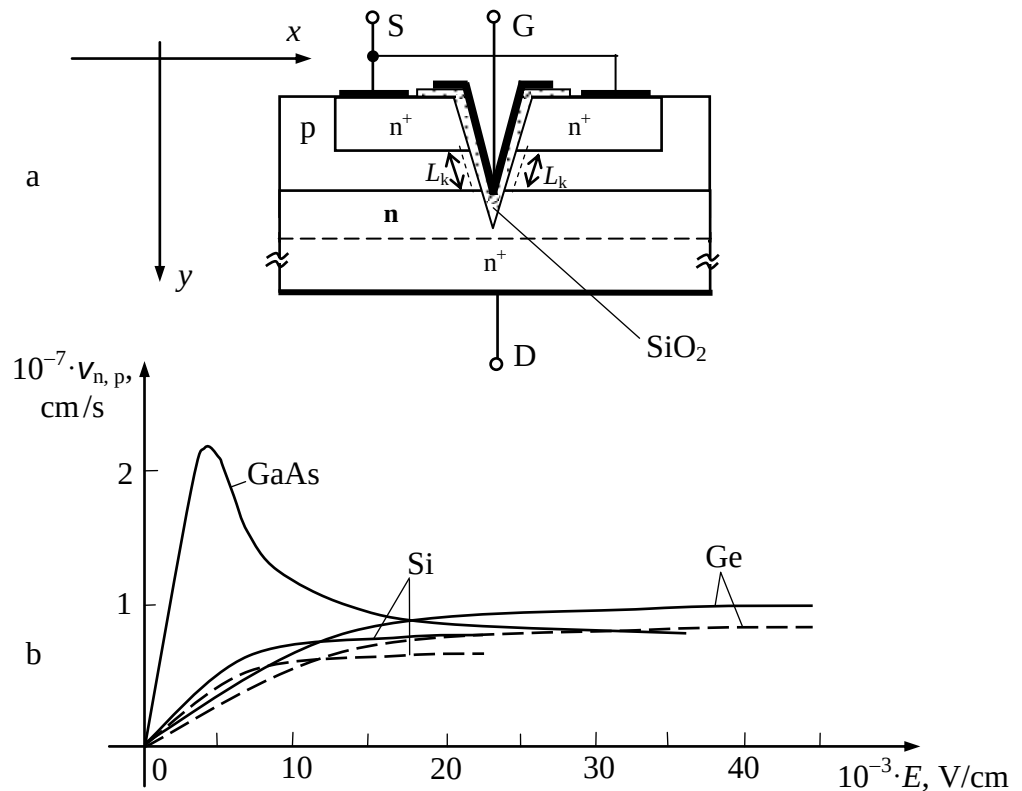
Akivaizdu, kad varizoninis tranzistorius gali būti pagamintas ir ištisai varizoniniame puslaidininkyje. Tokio darinio variantas yra parodytas 1.118 pav., b, kur pateikta varizoninio tranzistoriaus stilizuota energinė diagrama atitinka situaciją, kai prie tranzistoriaus išvadų – kontaktų nėra pridėtų įtampų. Matome, jog tokio varizoninio tranzistoriaus visos sritys suformuotos tame pačiame varizoniniame puslaidininkyje, išlaikant 1.118 pav., a, parodytą sprendimo būdą, kai emiterio E puslaidininkinė N– sritis yra suformuota srityje su didžiausiu draustinių energijų juostos pločiu, o bazės B ir kolektoriaus K sritys yra suformuotos atitinkamose varizoninio puslaidininkio dalyse su mažiausiu draustinių energijų juostos pločiu. Šio varizoninio tranzistoriaus dar vienas – papildomas pranašumas yra tas, kad tranzistoriaus soties veikoje, kai abi (P–p)–n ir (P–p)–N sandūros yra atidarytos, nėra šalutinių krūvininkų kaupimo bazėje B efekto, nes nėra elektronų n_n injekcijos iš n– kolektoriaus į p– bazę B, ir nėra šalutinių krūvininkų kaupimo kolektoriuje efekto, nes iš p– bazės B į n– kolektorių K injektuotos skylės p_p , veikiamos kvazielektrinio lauko $E^*_{\text{vid (K)}}$ kolektoriaus K srityje, dreifuoja link kolektoriaus omino kontakto K ir ten faktiškai akimirksniu rekombinuoja su kontakto K metalo elektronais n . Ši situacija 1.118 pav., b, yra pavaizduota pilkais apskritimais pavaizduotų šalutinių elektronų n_p ir taškiniu apskritimu pavaizduotų skylių p_p galimomis judėjimo kryptimis per atidarytas (P–p)–n ir (P–p)–N sandūras. Todėl ištisai varizoninio darinio tranzistorius neturi dvipoliams tranzistoriams būdingo gana didelės trukmės Δt_s išjungimo proceso vėlinimo soties veikoje. Dėl to impulsinėse elektroninėse grandinėse, kuriose įėjimo poveikio signalai yra impulsų formos ir santykinai didelės amplitudės, dėl ko tranzistoriai gali patekti į soties veiką, šis ištisinės varizonos tranzistorius veikia sparčiau, nes jame nėra šalutinių krūvininkų kaupimo bazėje B ir kolektoriuje K efekto. Čia pasakysime, kad varizoninių puslaidininkinių taikymas dvipolių tranzistorių konstrukcijoje susiduria su dideliais technologiniais sunkumais, pavyzdžiui, varizoniniuose kristaluose atsiranda santykinai daug įvairių gardelės neidealumo dislokacijų, kurios žymiai sumažina šalutinių krūvininkų gyvavimo trukmes τ_{ef} , o tai neigiamai lemia dvipolių tranzistorių parametrus α ir S juos mažindami.

2.2. Įvairūs vienpolių (lauko) tranzistorių dariniai

Anksčiau, nagrinėjant vienpolio (lauko) tranzistoriaus dažnines charakteristikas, buvo parodyta, jog yra ypatingai svarbu kuo labiau sumažinti kanalo ilgį L_k ir kanale naudoti puslaidininkines medžiagas, kuriose pagrindinių krūvininkų dreifinis greitis $v_{\text{drf (n, p)}} \cong \mu_{n, p} \cdot E$ (1.375) būtų didžiausias.

Palyginę dvipolių ir vienpolių tranzistorių puslaidininkines struktūras, parodytas atitinkamuose 1.83 pav., b, 1.101 pav., 1.104 pav., 1.108 pav., 1.112 pav. ir 1.114 pav., matome, jog pagrindinis nagrinėjamų darinių skirtumas yra aktyviųjų sričių išdėstymas puslaidininkiniame kristale. Dvipolių tranzistorių įvairaus laidumo n– ir p– tipo puslaidininkinės sritys yra suformuotos gilyn į puslaidininkinį kristalą statmenai paviršiaus plokštumai, tai atitinka vadinamąjį „*vertikalųjį darinį*“, o vienpolių tranzistorių puslaidininkinės sritys yra išdėstytos lygiagrečiai su puslaidininkinio kristalo paviršiaus plokštuma, o tai atitinka vadinamąjį „*horizontalųjį darinį*“. Kita vertus, iš puslaidininkinių įtaisų įvairių gamybos technologijų žinome, kad kontroliuoti puslaidininkinių sluoksnių storį, ir kartu pasiekti kuo mažesnius dydžius „*vertikalia*“ kryptimi, yra kur kas lengviau, negu „*horizontalia*“ – planariaja kryptimi. Tai parodysime kitame poskyryje.

Vertikalios struktūros (V– pavidalo) planarusis vinpolis tranzistorius yra vienas būdų padaryti vienpolį (lauko) tranzistorių su kuo mažesniu kanalo ilgiu L_k . Tokio tranzistoriaus planariosios konstrukcijos pjūvis yra parodytas 1.119 pav., a, iš kur matome, jog darinys turi didžiosios raidės V pavidalą.



1.119 pav. Indukuoto p-kanalo V-MOP (V-MDP) vienpolio tranzistoriaus V-pavidalo planariosios konstrukcijos pjūvis (a) (indukuoto n-kanalo atveju puslaidininkinių sričių laidumo tipas yra keičiamas į priešingą: $n \leftrightarrow p$) ir pozicijoje b – laisvųjų krūvininkų dreifinių greičių – elektronų $v_{\text{drf}}(n)$ (ištiesinės kreivės) ir skylių $v_{\text{drf}}(p)$ (brūkšninės kreivės) priklausomybės nuo elektrinio lauko stiprio E švariose – savitojo laidumo i- puslaidininkinėse medžiagose: Si, Ge ir GaAs, kurios yra dažniausiai naudojamos puslaidininkinėje elektronikoje

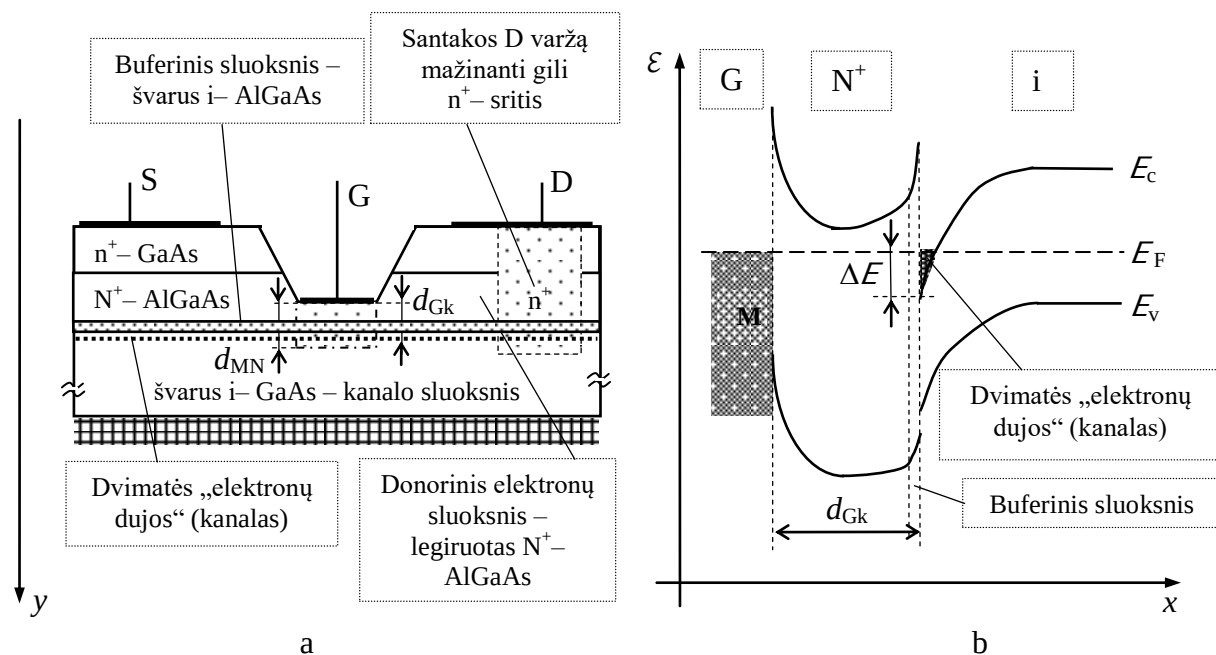
Didžiosios raidės V pavidalo planarioji vienpolio tranzistoriaus konstrukcija yra gaunama taikant įprastą puslaidininkinės silicio (Si) dvigubos difuzijos gamybos technologiją, ir kartu panaudojus žinomą anizotropinį išsėdinimo efektą Si medžiagoje. Šio efekto esmę sudaro tai, kad, esant tam tikrai Si kristalo orientacijai medžiagos cheminio išsėdinimo metu, išsėdinimo greitis gilyn nuo paviršiaus – „vertikalia“ ašies y kryptimi vyksta sparčiau už išsėdinimo greitį „horizontaliaja“ ašies x kryptimi į šonus – lygiagrečiai su išsėdinamu paviršiumi. Akivaizdu, jog 1.119 pav. parodytame vienpolio tranzistoriaus darinyje yra lengviausiai realizuojamas indukuoto kanalo V-MOP (V-MDP) vienpolis tranzistorius. Kita vertus, matome, kad V- pavidalo planariajame darinyje turime du lygiagrečiai sujungtus MOP (MDP) vienpolius tranzistorius. Todėl tokio darinio santakoje D, kartu ir ištakoje S, išspinduliuojama galia $P_{D,S}$ yra dukart didesnė ir tai yra papildomas šio tranzistorinio darinio pranašumas, kuris yra dažnai taikomas didelės galios vienpolių tranzistorių gamyboje. Akivaizdu, jog V- pavidalo indukuoto kanalo V-MOP (V-MDP) vienpolio tranzistoriaus didžiausioji (maksimali) galia $P_{D,S \text{ max}}$ dar labiau padidėja, padėjus V-MOP (V-MDP) kristalo santakos D n^+ - srities plokštumą ant šilumą nuvedančio radiatoriaus – pasyvaus arba aktyvaus. Kita vertus, akivaizdu, kad V- pavidalo užtūros G įduba gali būti realizuota didžiosios raidės U pavidalu, tada yra gaunamas didžiosios raidės U- pavidalo indukuoto kanalo U-MOP (U-MDP) vienpolio tranzistoriaus darinys. Šiuo atveju kanalo ilgis L_k yra dar mažesnis ir todėl pagerėja vienpolio tranzistoriaus stiprinimo dažninės charakteristikos ((1.358), (1.375), (1.379), (1.386) ir (1.389)).

Anksčiau nagrinėdami fizikinius procesus vienpolio tranzistoriaus kanale parodėme,

jog laisvųjų krūvininkų dreifinis greitis $v_{\text{drf } (n, p)}$ priklauso nuo elektrinio lauko stiprio E_k^* kanale, ir tai yra viena priežasčių, lemiančių vienpolio tranzistoriaus išėjimo VACH kreivių $I_D(U_{DS})$ kitimą pradinėje ir sąsmaukos srityse. Todėl 1.119 pav., b, yra parodytos laisvųjų krūvininkų dreifinių greičių – elektronų $v_{\text{drf } (n)}$ (ištininės kreivės) ir skylių $v_{\text{drf } (p)}$ (brūkšninės kreivės) priklausomybės nuo elektrinio lauko stiprio E švariose – savitojo laidumo i–puslaidininkinėse medžiagose: Si, Ge ir GaAs, kurios yra dažniausiai naudojamos puslaidininkinėje elektronikoje.

Iš 1.119 pav., b, matome, kad visose pateiktose puslaidininkinėse medžiagose elektronų dreifinis greitis $v_{\text{drf } (n)}$ yra didesnis už skylių dreifinį greitį $v_{\text{drf } (p)}$ ($v_{\text{drf } (n)} > v_{\text{drf } (p)}$). Kai elektrinio lauko stipris E yra ribose $0 < E < 2 \cdot 10^4$ V/cm, elektronų dreifinis greitis $v_{\text{drf } (n)}$ yra didžiausias GaAs, o kai $E > 2 \cdot 10^4$ V/cm (stipriuose E laukuose), visų laisvųjų krūvininkų dreifinių greičių $v_{\text{drf } (n, p)}$ vertės artėja prie soties dreifinio greičio v_s vertės, kuri visose pateiktose puslaidininkinėse medžiagose yra beveik vienoda – $\approx 10^7$ cm/s. Tačiau vis dėlto GaAs yra priimtinausia puslaidininkinė medžiaga vienpolio tranzistoriaus kanalui, nes silpnuose elektriniuose laukuose, kai $E < 2 \cdot 10^4$ V/cm, elektronų dreifinis greitis $v_{\text{drf } (n)}$ GaAs yra didžiausias – iki $2,2 \cdot 10^7$ cm/s. Kita vertus, vienas pagrindinių GaAs trūkumų yra tai, jog šioje puslaidininkinėje medžiagoje yra sunku realizuoti p–n sandūrą. Todėl ši puslaidininkinė medžiaga tranzistorių elektronikoje yra taikoma išimtinai sandūriniams n–kanalo Šotkio vienpoliams tranzistoriams gaminti.

Selektyviai įterpto arba indukuoto n–kanalo sandūrinis Šotkio vienpolis tranzistorius yra vienas iš puslaidininkinių įtaisų, realizuojančių GaAs pranašumus, ir 1.120 pav., a, yra parodytas vieno iš galimų GaAs taikymo variantų – selektyviai įterpto arba indukuoto n–kanalo Šotkio vienpolio tranzistoriaus planariosios konstrukcijos pjūvis, o šalia jo, pozicijoje „b“ yra parodyta tokio tranzistoriaus užtūros G srities energinė diagrama.



1.120 pav. Vieno iš galimų GaAs taikymo variantų – selektyviai įterpto arba indukuoto n–kanalo Šotkio vienpolio tranzistoriaus planariosios konstrukcijos pjūvis (a) ir tokio tranzistoriaus užtūros G srities energinė diagrama (b)

Iš 1.120 pav. matome, jog idėjos esmę sudaro įvairiatarpės N^+ –i sandūros taikymas vienpolio tranzistoriaus kanalo konstrukcijoje. Anksčiau parodėme, kad įvairiatarpėje sandūroje atsiranda energinių laidumo juostos dugno E_c ir valentinės juostos lubų E_v trūkis (1.115 pav., b), todėl siaurajuosčio puslaidininkio energinės laidumo juostos dugne E_c prie N^+ –i sandūros ribos susidaro potencinė duobė ΔE elektronams n (1.120 pav., b). Šis reiškinys

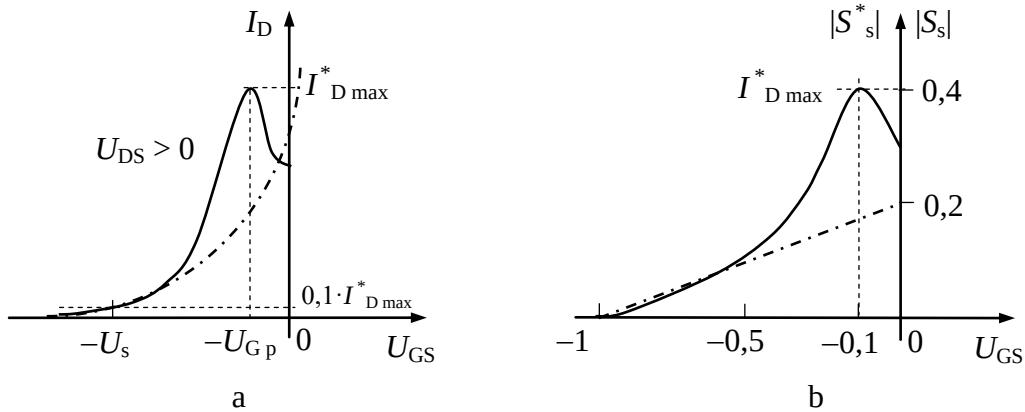
yra nepageidautinas dvipoliame dreifiniame tranzistoriujė su įvairiatarpe emiterio N–p sandūra (1.115 pav.), tačiau vienpolio tranzistoriaus atveju yra sėkmingai taikomas ir iš esmės būtinai, gaminant n–kanalo sandūrinius Šotkio vienpolius tranzistorius (1.120 pav.).

Iš 1.120 pav., b, matome, kad laisvieji elektronai n , generuojami donorinių priemaišų N_d plačiajuosčiame N^+ –puslaidininkyje – AlGaAs, dreifuoja per N^+ –i sandūrą ir kaupiasi siaurajuosčio i–puslaidininkio – GaAs energinės laidumo juostos dugno E_c potencinėje duobėje ΔE , dėl to didelės varžos i–puslaidininkiniame sluoksnyje – GaAs susidaro didelio elektroninio laidumo n–kanalas. Viena svarbiausių šio kanalo ypatybių yra tai, jog potencialo duobės ΔE storis „vertikalio“ ašies y kryptimi (1.120 pav., a) – užtūros G kryptimi yra labai mažas – maždaug elektrono skersmens dydžio (1.120 pav., b, potencinės duobės ΔE storis yra parodytas „horizontalio“ ašies x kryptimi). Todėl elektronų n judėjimą potencinėje duobėje ΔE nusako kvantinės mechanikos principai, kuriais remiantis galima teigti, kad tokioje dvimatėje potencinėje duobėje elektronai n gali laisvai judėti tik lygiagrečiomis su N^+ –i sandūros plokštuma ašies x kryptimis – „kairėn“ link ištakos S, arba „dešinėn“ link santakos D (1.120 pav., a). Taigi, turime iš esmės dvimatį kanalą ir jame esančias vadinamąsias *dvimates* „elektronų dujas“. Vienas pagrindinių tokio kanalo pranašumų yra tai, kad elektronai n juda „švariame“ i–puslaidininkyje (i–GaAs), kuriame nėra priemaišinių atomų ir kristalo gardelės defektų, kitaip tariant, laisvus elektronus n generuojančios donorinės priemaišos N_d (N^+ –AlGaAs) yra erdvėje atskirtos nuo jų generuojamų laisvųjų elektronų n , esančių dvimačiame kanale (1.120 pav.). Todėl elektronų n judris μ_n , kartu ir dreifinis greitis $v_{drf(n)} = \mu_n \cdot E$, yra didžiausi. Tačiau, dėl didelio elektronų tankio n potencinėje duobėje ΔE , selektyviai įterpto, arba indukuoto, n–kanalo Šotkio vienpolio tranzistoriaus „dvimatis kanalas“ yra „prispaustas“ prie N^+ –i sandūros ribos ir todėl yra labai arti jos. Dėl to elektronų n judėjimą „dvimačiame kanale“ neigiamai veikia elektriniai laukai, kuriuos sukuria donorinių priemaišų N_d jonizuoti atomai, esantys šalia N^+ –i sandūros metalurginės ribos plačiajuosčiame N^+ –puslaidininkyje (N^+ –AlGaAs). Dėl šių elektrinių laukų įtakos „dvimačiame kanale“ esantys elektronai n yra „barstomi“ – sklaidomi, todėl sumažėja jų judris μ_n ir kartu dreifinis greitis $v_{drf(n)}$. Siekiant išvengti šios neigiamos įtakos, tarp gausiai legiruoto plačiajuosčio N^+ –puslaidininkio ir švaraus siaurajuosčio i–puslaidininkio yra įterpiamas „buferinis“ švarus plačiajuostis savojo laidumo I–puslaidininkinis sluoksnis (I–AlGaAs), kurio draustinių energijų juostos plotis ΔE_g yra lygus gausiai legiruoto plačiajuosčio N^+ –puslaidininkio draustinių energijų juostos pločiui. Akivaizdu, kad „buferinio“ sluoksnio storis turi būti kuo mažesnis, nes tai užtikrina didesnę vienpolio tranzistoriaus statumą $S \sim \mu_n \cdot C_G$ (1.346). Tačiau užtūros G elektrinė talpa $C_G \sim 1/d_{Gk}$ (1.37), čia d_{Gk} – atstumas nuo užtūros G kontakto – metalo M sluoksnio ant puslaidininkio paviršiaus iki dvimačių „elektroninių dujų“ – n–kanalo (1.121 pav.). Taigi turime atvirkščią užtūros talpos C_G vertės priklausomybę nuo d_{Gk} ir tai yra esminė problema, nes vienpolio tranzistoriaus statumas S yra pagrindinis parametras, lemiantis vienpolio tranzistoriaus dažnines galios stiprinimo savybę. Todėl užtūros G metalinis M Šotkio kontaktas yra sudaromas kuo arčiau „dvimačio kanalo“ – specialiai tam išsėdintame įdubime (1.120 pav., a).

Šotkio M–N sandūros nuskurdinta sritis d_{MN} , kuri 1.120 pav., a, yra parodyta taškuotu stačiakampiu po užtūra G, priklauso nuo atstumo d_{Gk} ir plačiajuosčio N^+ –puslaidininkio (N^+ –AlGaAs) legiravimo donorinėmis priemaišomis tankio N_d , esant sąlygai $U_G = 0$, gali susiliesti su „dvimačių elektroninių dujų“ – n–kanalo plokštumą arba jos nesiekti. Taigi, kai Šotkio M–N sandūros nuskurdintos srities storis d_{MN} (1.98) tenkina sąlygą: $d_{MN} < d_{Gk}$, turime sandūrinį selektyviai įterpto n–kanalo Šotkio tranzistorių, o kai $d_{MN} > d_{Gk}$, turime sandūrinį selektyviai indukuoto n–kanalo Šotkio tranzistorių, čia $d_{MN} > d_{Gk}$ – Šotkio sandūros nuskurdintos srities storis, kai užtūros įtampa $U_{GS} = 0$.

Sandūrinio selektyviai įterpto n–kanalo Šotkio tranzistoriaus elektrinės charakteristikos atitinka sandūrinio atidarytojo n–kanalo Šotkio tranzistoriaus (1.108 pav.) elektrines charakteristikas (1.92 pav.) ir savybes. Tačiau yra nedidelis skirtumas,

pasireiškiantis tuo, kad sandūriniame selektyviai įterpto n – kanalo Šotkio tranzistoriuje santakos D srovė I_D pradeda mažėti tik nuo tam tikros užtūros įtampos U_{Gp} , tai 1.121 pav., a, yra parodyta brūkšnine-taškine kreive, kuri atitinka sandūrinio n – kanalo Šotkio tranzistoriaus perdavimo charakteristiką BI grandinėje.



1.121 pav. Sandūrinio selektyviai įterpto n – kanalo Šotkio tranzistoriaus perdavimo charakteristika $I_D(U_{GS})$ (a – ištisinė kreivė) ir sandūrinio n – kanalo Šotkio tranzistoriaus perdavimo charakteristika $I_D(U_{GS})$ (a – brūkšninė-taškine kreivė); iš (1.391) apskaičiuota sandūrinio selektyviai įterpto n – kanalo Šotkio tranzistoriaus statumo S_s^* priklausomybė $|S_s^*|(U_{GS})$ (b – ištisinė kreivė); iš (1.282) esant toms pačioms sąlygoms apskaičiuota sandūrinio n – kanalo Šotkio tranzistoriaus priklausomybė $|S_s|(U_{GS})$ (b – brūkšninė-taškine kreivė), kai: $I_{D \max}^* = 10 \text{ mA}$; $U_s = -1 \text{ V}$; $U_{Gp} = -0,1 \text{ V}$ ir $m = 3$

Sandūrinio selektyviai įterpto n – kanalo Šotkio tranzistoriaus perdavimo charakteristikos $I_D(U_{GS})$ kreivės pobūdis yra paaiškinamas taip: didėjant įtampai $|U_{GS}| \geq 0$ iki kreivės $I_D(U_{GS})$ piko – smailės vertės $|U_{Gp}|$ (1.121 pav., a), besiplečianti Šotkio sandūros nuskurdinta sritis d_{MN} – 1.120 pav., a, užtaškuotas stačiakampis po užtūra G, artėja prie N^+ –i sandūros metalurginės ribos ir padidina elektronų tankį n „dvimačiame kanale“, nes šiuo atveju yra papildomai jonizuojami donorinių priemaišų N_d atomai, esantys toliau nuo N^+ –i sandūros metalurginės ribos. Todėl pradžioje santakos D srovė I_D didėja. Toliau didėjant užtūros įtampai $|U_{GS}| \geq |U_{Gp}|$, besiplečianti Šotkio M–N sandūros nuskurdinta sritis d_{MN} kerta „buferinį“ sluoksnį ir patenka į „elektronų dujų“ „dvimatį kanalą“. Todėl santakos D srovė I_D labai staigiai mažėja ir, kai užtūros įtampą $|U_{GS}| = |U_s|$, santakos D srovė $I_D \cong 0$. Čia reikia pasakyti, kad sandūrinio selektyviai įterpto n – kanalo Šotkio tranzistoriaus statumas S^* yra didesnis už kitų vienpolių tranzistorių statumą, nes „dvimatis kanalas“ yra labai plonas. Kita vertus, sandūrinio selektyviai įterpto n – kanalo Šotkio tranzistoriaus perdavimo charakteristika $I_D(U_{GS})$ nėra išreiškiama anksčiau pateiktomis aproksimacinėmis išraiškomis.

Tačiau, analogiškai išraiškai (1.281), sandūrinio selektyviai įterpto n – kanalo Šotkio tranzistoriaus perdavimo charakteristikai $I_D(U_{GS})$ galima taikyti šią aproksimaciją:

$$I_D \cong I_{D \max}^* [1 - (|U_{GS} - U_{Gp}|/|U_s - U_{Gp}|)]^m, \quad (1.390)$$

čia: m – laipsnio rodiklis ir dažniausiai $m > 2$; $I_{D \max}^*$ – srovės I_D vertė kreivės $I_D(U_{GS})$ pike, kai $|U_{GS}| = |U_{Gp}|$; $|U_s| \geq |U_{GS}| \geq 0$.

Iš perdavimo charakteristikos (1.390) randame į BI schemą įjungto sandūrinio selektyviai įterpto n – kanalo Šotkio tranzistoriaus statumą S_s^* , kai $\omega \Rightarrow 0$:

$$\begin{aligned} |S_s^*| &= \partial I_D / \partial U_{GS} = [I_D(U_{GS})]'|_{U_{GS} = \text{const}} = I_{D0} / U_{0GS} \cong \\ &\cong m \cdot I_{D \max}^* \cdot \{1 - [|U_{GS} - U_{Gp}|/(|U_s| - |U_{Gp}|)]\}^{(m-1)} / (|U_s| - |U_{Gp}|), \end{aligned} \quad (1.391)$$

čia: $U_{DS} = \text{const}$ ir $|U_s| \geq |U_{GS}| \geq 0$.

Iš (1.391) apskaičiuota statumo $|S_s^*|$ priklausomybė nuo užtūros įtampos U_{GS} yra parodyta 1.121 pav., b, ištisine kreive, kai: $I_{D \max}^* = 10 \text{ mA}$; $U_s = -1 \text{ V}$; $U_{Gp} = -0,1 \text{ V}$ ir $m = 3$. Ten pat, esant toms pačioms sąlygoms, palyginimui yra pateikta iš (1.282) apskaičiuota sandūrinio atidarytojo n– kanalo Šotkio tranzistoriaus statumo $|S_s|$ priklausomybė nuo U_{GS} , ir ši priklausomybė $|S_s|(U_{GS})$ yra parodyta brūkšnine-taškine kreive.

Sandūrinio selektyviai indukuoto n– kanalo Šotkio tranzistoriaus elektrinės charakteristikos atitinka indukuoto n– kanalo MOP tranzistoriaus (1.104 pav., b) elektrinės charakteristikas (1.99 pav.) ir savybes. Čia, kaip ir sandūrinio selektyviai įterpto n– kanalo Šotkio tranzistoriaus atveju, santykinai didelių santakos D srovių $I_D \approx I_{D \max}^*$ srityje, didėjant užtūros įtampai $U_{GS} > U_{Gp}$, indukuoto n– kanalo MOP (MDP) tranzistoriuje (1.104 pav., b) taip pat yra santakos D srovės I_D mažėjimas (1.121 pav., a). Todėl, analogiškai išraiškai (1.320), į BI schemą įjungto sandūrinio selektyviai indukuoto n– kanalo Šotkio tranzistoriaus perdavimo charakteristikai $I_D(U_{GS})$ galima taikyti šią aproksimaciją:

$$I_D \cong I_{D \max}^* \cdot \{1 - [(U_{Gp} - U_{GS})/U_s]\}^m, \quad (1.392)$$

čia: $U_{Gp} \geq U_{GS} \geq U_s > 0$.

Be anksčiau aprašytų sandūrinių selektyviai įterpto ir indukuoto n– kanalo Šotkio tranzistorių pranašumų, būtina pažymėti jų mažus triukšmus. Ir apskritai, puslaidininkinių įtaisų elektriniai triukšmai yra labai svarbūs puslaidininkinėje elektronikoje. Todėl šios mokomosios priemonės „Priedo“ atitinkamuose skyriuose yra pateikti elektroninių grandynų ir puslaidininkinių įtaisų *triukšmų fizikos* pagrindai.

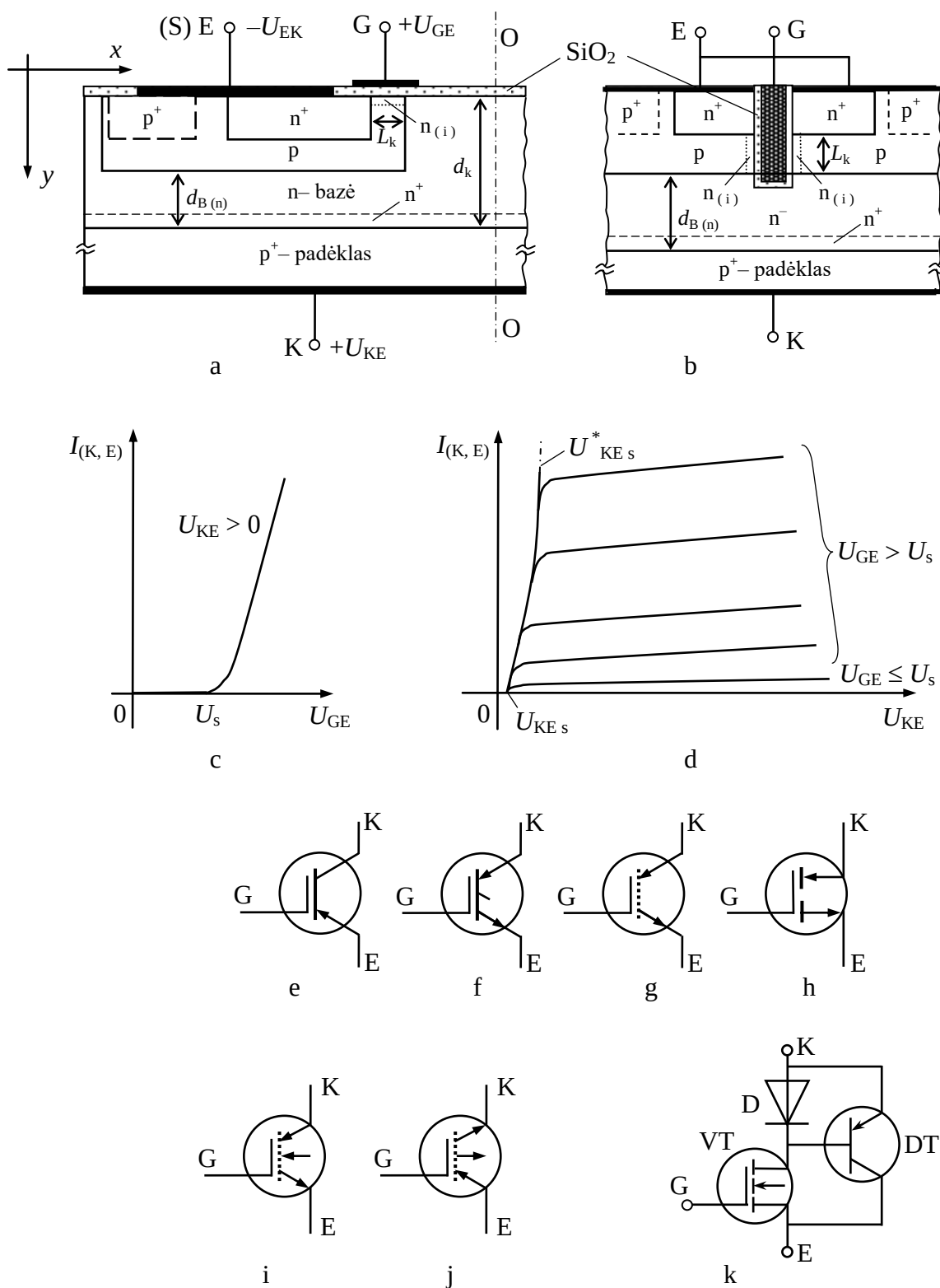
Suprantama, šiame skyriuje pateikti toli gražu ne visi šiuo metu taikomi dvipolių ir vienpolių tranzistorių pagrindinių elektrinių savybių ir charakteristikų gerinimo būdai. Tačiau čia aprašyti sprendimai ir jų realizacijos iliustruoja puslaidininkinių fizikos pamatinių žinių taikymo galimybes, konstruojant naujus puslaidininkinius įtaisy ir gerinat jau žinomų puslaidininkinių įtaisų elektrinius parametrus. Šį teiginį puikiai patvirtina puslaidininkinis įtaisas – IGBT (angliškai – *Insulated Gate Bipolar Transistor* – dvipolis tranzistorius su izoliuota užtūra), kuriame yra sėkmingai panaudota dvipolio ir vienpolio (lauko) tranzistorių fizikinės veikos simbiozė. Šiuo metu šis įtaisas neturi nusistovėjusio lietuviško pavadinimo, todėl šioje knygoje jį vadinsime *indukuoto kanalo dvipoliu tranzistoriumi* – IKDT.

IKDT – vienpolio ir dvipolio tranzistorinio hibridinio darinio horizontalios (planariosios) ir vertikalios konstrukcijos pjūviai yra parodyti 1.122 pav. atitinkamai a ir b.

Iš 1.122 pav., a, matome, kad IKDT darinis horizontalia ašies x kryptimi turi indukuoto n– kanalo MOP (MDP) tranzistoriaus (1.104 pav., b) konstrukciją, o vertikaliaja ašies y kryptimi – dvipolio p^+p-n-p^+ tranzistoriaus konstrukciją. Indukuoto n– kanalo MOP (MDP) tranzistoriaus darinį sudaro puslaidininkinio kristalo paviršiuje suformuotos n^+p-n sritys. Indukuotas $n_{(i)}$ – kanalas yra kristalo paviršiuje po užtūrą G tarp n^+ – ir n – sričių, kur indukuotas $n_{(i)}$ – kanalas 1.122 pav., a, yra parodytas taškine tiese. Dvipolio p^+p-n-p^+ tranzistoriaus darinį sudaro IKDT kristalo tūryje ašies y kryptimi suformuotos emiterio-bazės sandūros p^+p-n sritys ir bazės-kolektoriaus sandūros sritys $n-n^+p^+$, čia p^+ – sritis – padėklas yra kolektorius K, n – sritis yra bazė – neturinti omino kontakto išvado, ir p^+p sritys yra emiteris E.

Iš 1.122 pav., b, matome, kad kitame IKDT variante visi struktūros dariniai yra suformuoti vertikaliai ašies y kryptimi, kur du indukuoti $n_{(i)}$ – kanalai yra bazės p – srityje ir taip pat parodyti taškinėmis tiesėmis.

IKDT fizikinę veiką išnagrinėsime BE jungimo grandinėje normalios veikos atveju, kai kolektoriaus K ir emiterio E įtampa $U_{KE} > 0$, o užtūros G įtampa emiterio E atžvilgiu tenkina sąlygą $U_{GE} \geq U_s > 0$. Iš čia matome, kad emiterinė $p-n$ sandūra yra įjungta atgaline kryptimi, o kolektorinė $p-n$ sandūra – tiesiogine kryptimi. Šiuo atveju, kai $U_{GE} = 0$, ir esant sąlygai $U_{KE} < U_{KE \max}$, kolektoriaus K ir emiterio E pastoviosios srovės atitinkamai I_K ir I_E yra lygios ($I_K = I_E \cong I_{sE(e)}$) (1.143). Šiuolaikinių IKDT emiterio E atgalinės srovės $I_{sE(e)}$ vertė neviršija $100 \mu A$ ir todėl, kol yra tenkinama sąlyga $0 \leq U_{GE} \leq U_s$, IKDT yra „normaliai



1.122 pav. IKDT darinio horizontalios (planariosios) (a) ir vertikalios (b) konstrukcijos pjūviai, tokio įtaiso BE jungimo schemoje perdavimo (c) ir išėjimo (d) VACH, tokio įtaiso $n_{(i)}$ -kanalo grafiniai žymenys (e)–(h), siūlomi variantai: $n_{(i)}$ -kanalo atveju (i), ir $p_{(i)}$ -kanalo atveju (j), bei ekvivalentinė schema (k)

uždarytas“ – išjungtoje būsenoje. Kai užtūros G įtampa $U_{GE} > U_s$, emiterio E p- srities paviršiuje po užtūra G, esančiame tarp emiterio E n^+ - srities ir bazės n- srities, yra indukuojamas $n_{(i)}$ - kanalas (1.122 pav., a), arba du $n_{(i)}$ - kanalai (1.122 pav., b). Todėl, dėl

įtampos $U_{EK} < 0$ poveikio, iš emiterio E n^- srities – ištakos S_E , kuri turi omini kontaktą su emiterio E p^+ sritimi, elektronai n_n dreifuoja į n^- sritį – bazę, ir per laiko vienetą Δt ją įkrauna neigiamu krūviu $-Q_{Bn} = (-n_n \cdot \Delta V)$. Dėl krūvio neutralumo išlaikymo sąlygos bazėje – $\sum Q_B \equiv 0$, per tą patį laiko vienetą Δt iš kolektoriaus K p^+ srities – padėklo, atliekančio injekcijos funkciją, į bazės n^- sritį injektuojamas toks pat kiekis skylių p_n , sudarantis teigiamą krūvį $+Q_{Bp} = p_n \cdot \Delta V \equiv |-Q_{Bn}|$. Todėl per kolektorinę $p^+ - n^- - n$ sandūrą teka tiesioginė – difuzinė srovė $I_K = Q_{Bp} / \Delta t$. Akivaizdu, kad dalis krūvio ($\alpha_o \cdot Q_{Bp}$) pasiekia „uždarytą“ eiterinę $p^+ - p - n$ sandūrą, ir ekstrakcijos būdu patenka į emiterio E $p^+ - p$ sritį, ir per emiterį E teka beveik to paties dydžio emiterio E srovė $I_E = (\alpha_o \cdot Q_{Bp}) / \Delta t \equiv \alpha_o \cdot I_K$. Čia turime pasakyti, jog IKDT emiterio E srovė I_E atitinka vienpolio tranzistoriaus darinio $n^+ - p - n$ ištakos S_E – kanalo srovę $I_S = \alpha_o \cdot I_E$, nes I_K nėra ekstrakcijos srovė, kuri teka per dvipolio tranzistoriaus kolektorinę $p - n$ sandūrą, kai ji yra įjungta atgaline kryptimi. Ir apskritai šiuo atveju per IKDT teka iš esmės difuzinė „atidarytos“ kolektorinės $p^+ - n$ sandūros srovė $I_K \cong I_S \cong I_E$, kuri yra ribojama indukuotame $n_{(i)}$ kanale vykstančių procesų, o tai ir nulemia išėjimo VACH kreivių $I_K(U_{KE})$, kai $U_{GE} = \text{const}$, pobūdį (1.122 pav., d). IKDT darinyje kolektorinės $p^+ - n$ sandūros plotas $S_{pn(K)} \gg S_{n(i)}$ – indukuoto $n_{(i)}$ kanalo plotas, o n^- bazės srities storis $d_{B(n)} \ll d_k$ – atstumas nuo p^+ padėklo iki $n_{(i)}$ kanalo, ir bazės n^- srityje yra tenkinama sąlyga: $d_{B(n)} < L_p$ – skylių p_n difuzijos ilgis n^- bazėje. Todėl, esant šioms sąlygoms, didelė dalis iš p^+ kolektoriaus K į n^- bazę injektuotų skylių p_n difunduojamos per ją pasiekia emiterinės $p - n$ sandūros nuskurdintą sritį n^- bazėje ir joje ekstrakcijos būdu sukuria papildomą emiterio E srovės I_E sandą $I_{E(p)}$, dėl to turime suminę emiterio E srovę $I_E \cong I_S + I_{E(p)}$, o kartu ir kolektoriaus K srovę $I_K \cong I_S + I_{E(p)} \cong I_E$. Nesunku pastebėti, jog $n_{(i)}$ kanalu tekanti srovė I_S iš esmės yra dvipolio tranzistorinio darinio $p^+ - p - n - p^+$ bazės srovė ir todėl sandą $I_{E(p)}$ galima išreikšti taip: $I_{E(p)} \cong \beta_o \cdot I_S$, čia β_o – dvipolio tranzistorinio darinio $p^+ - p - n - p^+$ bazės srovės stiprinimo koeficientas. Iš čia turime akivaizdžią išraišką $I_K \cong I_E \cong I_S \cdot (\beta_o + 1)$. Šiuolaikiniuose IKDT didžiausia srovės $I_{(K, E)}$ vertė $I_{(K, E) \max}$ siekia šimtus ir daugiau amperų.

Taigi, iš IKDT fizikinės veikos matyti, jog į BE grandinę įjungto IKDT perdavimo charakteristika $I_{(K, E)}(U_{GE})$ (1.122 pav., c) atitinka į BI schemą įjungto indukuoto n^- kanalo MOP (MDP) tranzistoriaus perdavimo charakteristiką $I_D(U_{GS})$ (1.99 pav., a). Į BE grandinę įjungto IKDT išėjimo VACH (1.122 pav., d) gana stipriai skiriasi nuo į BI schemą įjungto indukuoto n^- kanalo MOP (MDP) tranzistoriaus išėjimo VACH (1.199 pav., b), nes IKDT išėjimo VACH neturi vienpoliams tranzistoriams būdingos aiškiai išreikštos pradinės srities, kur I_D beveik tiesiškai priklauso nuo U_{DS} , kai $U_{GS} = \text{const}$. Taip pat į BE grandinę įjungto IKDT išėjimo VACH gana stipriai skiriasi ir nuo į BE grandinę įjungto dvipolio tranzistoriaus išėjimo VACH (1.61 pav., b), nes IKDT atveju nevyksta Erlio reiškinys, kuriam esant dvipolio tranzistoriaus $r_{KE} \approx \text{const} / I_K$ (1.153), o IKDT atveju $r_{KE} \neq \text{const} / I_K$. Be to, IKDT išėjimo VACH (1.122 pav., d) santykinai mažų įtampų srityje, kai $U_{KE} \Rightarrow 0$, slenkstinė soties įtampa $U_{KEs} = 0,4 - 0,7$ V (Si atveju) yra santykinai didelės vertės ir tai yra susiję su tiesiogine kryptimi įjungtos kolektorinės $p^+ - n$ sandūros įtampa U_d (1.19 pav.) ir įtampa U_k , esančią $n_{(i)}$ kanale. Todėl „atidaryto“ IKDT soties įtampa $U_{KEs} \cong U_d + U_k$, čia nėra įskaitoma įtampa U_B dvipolio tranzistorinio darinio (p^+) $p - n - p^+$ bazės srities varžoje $R_{B'B}$. Taigi, dėl to visiškai „atidaryto“ IKDT soties įtampa U_{KEs} yra suma $U_{KEs} \cong U_d + U_k + U_B$, o tai ir nulemia santykinai dideles U_{KEs} vertes – (1–4) V. Tai yra vienas esminių IKDT trūkumų. Kita vertus, iš 1.122 pav., a ir b, matome, kad kolektorinės $p^+ - n$ sandūros plotas $S_{pn(K)}$ yra santykinai labai didelis, todėl IKDT kolektorinės $p^+ - n$ sandūros barjerinė talpa C_{KB} tai pat yra labai didelė – siekia šimtus ir daugiau pF, tai yra dar vienas esminių IKDT trūkumų. Ši talpa nagrinėjamame IKDT, analogiškai anksčiau aprašyto dvipolio dreifinio tranzistoriaus su dviejų sluoksnių baze atvejui (1.112 pav.), gali būti gerokai sumažinta, kai tarp kolektoriaus p^+ srities ir bazės n^- srities yra įterpiamas papildomas donorinėmis N_d priemaisomis mažai legiruotas puslaidininkinis n^- sluoksnis. Tačiau būtina pasakyti, jog papildoma n^- sritis šiek tiek padidina įtampos U_{KEs} vertę, nes padidėja n^- bazės srities varžos $R_{B'B}$ vertė, ir dėl to padidėja

įtampos U_B vertė varžoje $R_{B'B}$. Todėl papildomo n^- sluoksnio storis turi tenkinti kompromisinę sąlygą, kaip anksčiau aprašyto dvipolio dreifinio tranzistoriaus su dviejų sluoksnių baze atveju (1.112 pav., b). Kita vertus, atkreiptinas dėmesys, kad dažnai tarp kolektoriaus K p^+ –srities ir bazės n^- srities yra įterpiamas buferinis n^+ –sluoksnis, kurio paskirtis yra panaikinti n^- bazės srities „pramušimo“ arba „pradūrimo“ efektą, kai didinant įtampą $U_{KE} > 0$, įvyksta p^+ – n ir n – p sandūrų nuskurdintų sričių susilietimas n^- bazės srityje. Akivaizdu, jog šiuo atveju talpa C_{KB} išlieka santykinai didelė – šimtai pF, tačiau yra pasiekiamos didesnės $U_{KE \max}$ vertės – iki šimtų ir tūkstančių voltų. Buferinis n^+ –sluoksnis 1.122 pav., a ir b, yra parodytas brūkšnine linija.

Anksčiau nagrinėdami dvipolio tranzistoriaus dažninių charakteristikų priklausomybę nuo valdymo būdo – srove $|I_{in=}| = \text{const}$ ar įtampa $|U_{in=}| = \text{const}$, parodėme, jog valdymo srove atveju, kai $|I_{in}| = \text{const}$, į BE grandinę įjungto dvipolio tranzistoriaus ribinis dažnis ω_β (1.244) yra nulemtas laiko trukmės konstantos $\tau_b = \tau_{ef\ B} -$ šalutinių krūvininkų efektyvioji gyvavimo trukmė bazėje B. IKDT darinyje (1.122 pav., a, b) bazės n^- sritis neturi omino kontakto su schemos grandine ir todėl tai atitinka jos valdymą srove I_s . Todėl IKDT aukštasis ribinis dažnis $\omega_{r-a(e)}$ BE jungimo atveju yra nulemtas išimtinai šalutinių krūvininkų – skylių p_n efektyviosios gyvavimo trukmės $\tau_{ef(p)}$ n^- bazėje. Kita vertus, IKDT kolektorinės p^+ – n sandūros barjerinė talpa C_{KB} taip pat turi didelę įtaką aukštojo ribinio dažnio $\omega_{r-a(e)}$ vertei, nes, analogiškai išraiškai (1.248), turime:

$$\omega_{r-a(e)} \cong 1/[\tau_{ef(p)} + (R_{B'B} + R_{K'K}) \cdot C_{KB}], \quad (1.392a)$$

čia: $R_{K'K}$ – kolektoriaus K p^+ –srities ominė varža, ir iš čia matome, kad būtina mažinti visus išraiškos vardiklyje esančius IKDT parametrus.

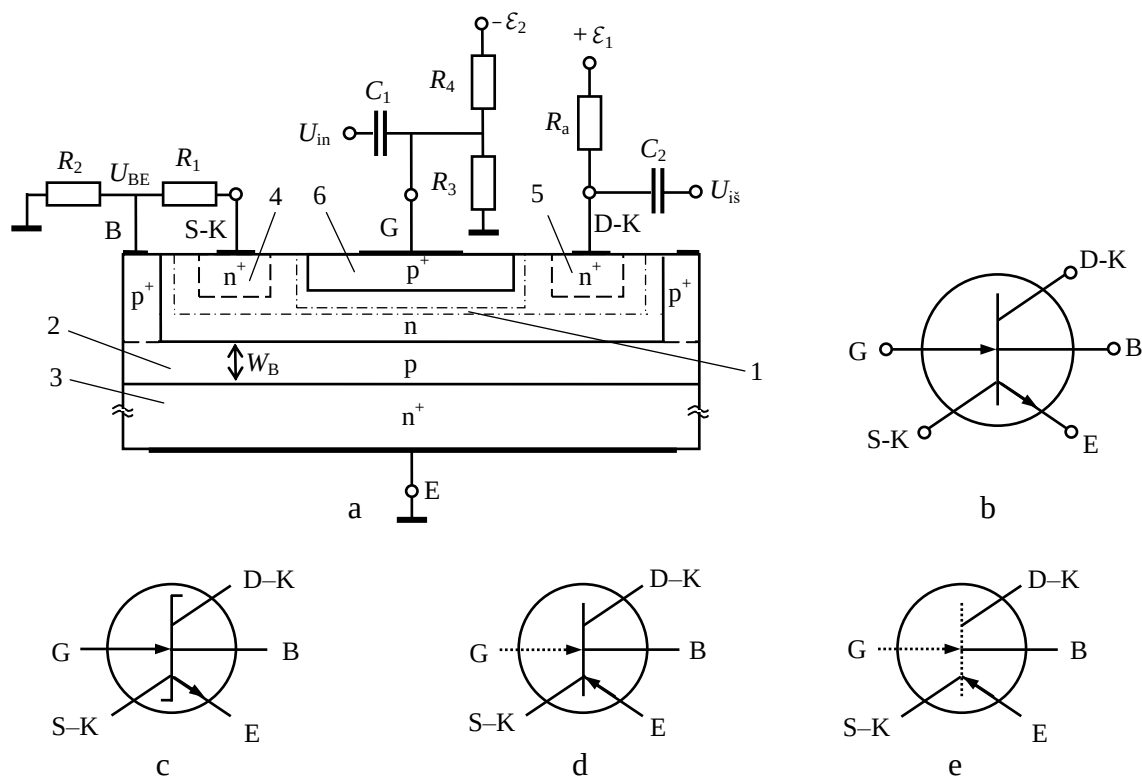
Iš (1.392a) matome, kad IKDT aukštojo ribinio dažnio $\omega_{r-a(e)}$ vertė siekia dešimtis kHz ir neviršija 1 MHz ribos, o tai yra dar vienas esminis IKDT trūkumas. Tačiau, palyginus su dvipoliu tranzistoriumi, IKDT turi esmini pranašumą – jo įėjimo varža BE jungimo grandinėje atitinka MOP (MDP) tranzistoriaus savybes BI jungimo grandinėje – žemų dažnių diapazone, kai galima nepaisyti slinkties srovės užtūroje G, ši varža yra labai didelė – siekia dešimtis ir šimtus MΩ. Kitas esminis IKDT pranašumas prieš MOP (MDP) tranzistorius yra nepalyginamai didesnės statumo S_{IKDT} vertės, kurios yra artimos dvipolio tranzistoriaus statumo S_e vertėms BE jungimo schemeje (1.146). IKDT galia gali būti gerokai padidinta, kai jo darinys yra padarytas žiedinės konstrukcijos su sukimo simetrijos ašimi O-O (1.122 pav., a).

Šiuo metu IKDT neturi nusistovėjusio grafinio žymens scheme, nes įvairūs IKDT gamintojai naudoja skirtingus grafinius žymenis, kurie IKDT su $n_{(i)}^-$ kanalu yra parodyti 1.122 pav., e–h. Akivaizdu, jog IKDT su $p_{(i)}^-$ kanalu atitinkamų rodyklių kryptys yra pakeičiamos priešingomis kryptimis. Mano galva, geriausiai fizikinę veiką atitinkantis IKDT grafinis žymuo yra parodytas pozicijose „i“ ir „j“, kur atitinkama papildoma rodyklė parodo indukuojamo kanalo laidumo tipą atitinkamai $n_{(i)}^-$ arba $p_{(i)}^-$. Taip pat šiuose IKDT grafiniuose žymenyse yra parodytos kolektoriaus K ir emiterio E atitinkamų srovių $I_{(K, E)}$ kryptys, esant normaliai veikai, o tai leidžia teisingai prijungti maitinimo šaltinį U_{KE} .

Šiuo metu yra įvairių IKDT ekvivalentinių grandinių, kuriomis stengiamasi atspindėti modeliuojamo įtaiso fizikinę veiką. Iš 1.122 pav., a ir b, pateiktų IKDT darinių matome, kad be jau aprašyto dvipolio tranzistorinio (p^+) p – n – p^+ darinio yra dar kitas dvipolis tranzistorinis n^+ – p – n darinys, kurio p^- bazės srityje po (1.122 pav., a) arba prie (1.122 pav., b) užtūros G omino kontakto dėl įtampos $U_{GE} > U_s \gg 0$ poveikio yra indukuojamas $n_{(i)}^-$ kanalas. Tai yra esminis nagrinėjamo įtaiso fizikinės veikos principas. Tranzistorinio n^+ – p – n darinio įtaka IKDT veikai gali būti tik neigiama, nes dėl šio darinio sąveikos su kitomis IKDT sritimis gali pasireikšti žalingas dinistorinis efektas, kurio visais būdais yra būtina išvengti, nes dėl dinistorinio efekto IKDT perkaista ir išsilydo – „sudega“. IKDT darinyje dinistorinį efektą gali sukelti emiterinės p – n sandūros lavininis pramušimas, kurį gali nulemti stiprus elektrinis laukas indukuoto $n_{(i)}^-$ kanalo srityje prie emiterinės p – n sandūros ribos – santakos. Normalios

veikos atveju, kai IKDT patikimai veikia ir nėra dinistorinio efekto, galima taikyti IKDT ekvivalentinę schemą, parodytą 1.122 pav., k, iš kur matome, kad joje dėl įtampos U_{GE} poveikio indukuoto $n_{(i)}$ –kanalo srities susidarymas yra modeliuojamas indukuoto n–kanalo MDP (MOP) tranzistoriumi VT, kolektorinė $p^+ - n$ sandūra – diodu D, o $(p^+)p - n - p^+$ darinys – $p - n - p$ dvipoliu tranzistoriumi DT. Šios ekvivalentinės schemos veikimas akivaizdus, žinant kaip veikia indukuoto n–kanalo MOP (MDP) tranzistorius VT, dvipolis $p - n - p$ tranzistorius DT ir diodas D. Šioje ekvivalentinėje schemoje DT emiterio E ir kolektoriaus K išvadai yra pažymėti kitaip nei įprastai – pavadinimai yra sukeisti vietomis.

Akivaizdu, kad IKDT konstrukcijos variantas nėra vienintelis galimas dvipolio ir vienpolio tranzistorių darinys, realizuojantis šių įtaisų fizikinę veikimo simbiozę viename puslaidininkiniame kristale. Tai patvirtina kitas galimas puslaidininkinis darinys – *injektuoto kanalo vienpolis (lauko) tranzistorius* (IKVT), parodytas 1.122a pav., a, kur taip pat pateikta tokio įtaiso jungimo grandinės variantas, ir pozicijoje b – tokio įtaiso galimas grafinis žymuo.



1.122a pav. IKVT – injektuoto kanalo vienpolio tranzistoriaus darinio horizontalios (planariosios) konstrukcijos pjūvis ir principinės elektrinės schemos variantas su juo (a), tokio įtaiso atidaryto n–kanalo grafinis žymuo (b), n–kanalo su Šotkio sandūra (c), įterpto n–kanalo su MOP (MDP) užtūra (d) ir indukuoto n_i –kanalo su MOP (MDP) užtūra (e)

Iš 1.122a pav., a, matome, kad šis darinys, kaip ir IKDT, turi $p^+ - n - p - n^+$ puslaidininkinių sluoksnių seką 6-1-2-3, tačiau, kitaip negu IKDT (1.122 pav., a), šiame darinyje visi sluoksniai turi išorinius ominių kontaktus G, S-K (D-K), B, E, ir todėl jame nepasireiškia nepageidautinas dinistorinis efektas. Iš esmės 1.122a pav., a, parodytas puslaidininkinis darinys yra sudarytas iš $n - p - n^+$ (1-2-3) dvipolio tranzistoriaus, kuriame n–sluoksniu 1 – kolektorius K, p–sluoksniu 2 – bazė B ir n^+ –sluoksniu 3 – emiteris E, čia ir toliau skaičiai nurodo atitinkamus puslaidininkinius sluoksnius. Dvipolio tranzistoriaus n–sluoksnyje 1 yra suformuotas sandūrinis atidaryto n–kanalo vienpolis tranzistorius, kuriame viena iš n^+ –sričių 4 yra ištaka S, ir kartu dvipolio tranzistoriaus kolektorius K, kita n^+ –sritis 5 yra santaka D, ir kartu dvipolio tranzistoriaus kolektorius K, o tarp n^+ –sričių 4 ir 5 yra įterpta p^+ –sritis 6 – užtūra G. IKVT darinio sluoksnių legiravimo atitinkamomis priemonėmis $N_{a, d}$

tankiai parinkti taip, kad susidariusių p–n sandūrų nuskurdintos sritys niekur tarpusavyje nesiliestų, o p– sluoksniu 2 – bazės B storis W_B yra padarytas tenkinant dvipolio tranzistoriaus pagrindinę veikos sąlygą: $W_B < L_B$ – šalutinių krūvininkų – elektronų n_p difuzijos nuotolis p– sluoksnyje 2 – bazėje B.

Į 1.122a pav., a, parodytą schemą įjungtas IKVT veikia taip.

Įjungia maitinimo įtampų $\varepsilon_{1,2}$ šaltinius ir kolektorinę p–n sandūrą 1-2, bei užtūros G p⁺–n sandūrą 6-1 veikia atgaline kryptimi, o įtampų $\varepsilon_{1,2}$ vertės ir rezistorinio įtampos ε_2 daliklio $R_3||R_4$ dalijimo koeficientą $k_{UG} = R_3/(R_3 + R_4)$ parenka taip, kad minėtų p–n sandūrų nuskurdintos sritys susiliestų kolektoriaus K n– sluoksnyje 1, ir tai 1.122a pav., a, yra parodyta brūkšninėmis-taškinėmis tiesėmis. Esant šiai situacijai abu tranzistoriai 1-2-3 ir 4-1-5 yra „uždaryti“ ir per apkrovos rezistorių R_a teka santykinai maža atgalinė kolektoriaus K (1) sotes srovė $I_{sK} \cong (5-50) \mu A$, o schemos išėjime U_{is} pastovioji įtampa $U_{is} = \varepsilon_1$. Esant šiai maksimaliai įtampos U_{is} vertei, dėl „uždaryto“ kanalo 1 vienpolio tranzistoriaus darinyje 4-1-5, ištakos S srovė I_S taip pat yra labai maža – artima nuliui ($I_S \cong 0$), ir kartu įtampa $U_{BE} \cong 0$, čia: U_{BE} – įtampa rezistoriuje R_2 . Todėl dvipolio tranzistoriaus darinys 1-2-3 taip pat yra normaliai „uždarytos“ būsenos.

Kai schemos įėjime U_{in} veikia teigiamo poliškumo įėjimo poveikio signalas $u_{in}(t) > 0$, dėl šio signalo poveikio, užtūros G p⁺–n sandūra 6–1 yra „pradaroma“, ir todėl pradarytą vienpolio tranzistoriaus kanalą 1, kurį sudaro kolektoriaus n– sluoksniu 1 sritis po užtūros G p⁺– sritimi 6, pradeda tekėti ištakos S srovė $i_S(t) > 0$, ir kartu $u_{BE}(t) > 0$. Dėl šios įtampos poveikio „prasidaro“ dvipolio tranzistoriaus emiterinė p–n⁺ sandūra 2–3, ir, dėl dvipolio tranzistoriaus aktyviosios normalios veikos, į kolektoriaus K kanalo n– sritį 1 yra injektuojami elektronai n_n , ir todėl jų tankis kanale 1 padidėja, ir kartu sumažėja kanalo varža R_k . Dėl kanalo 1 varžos R_k sumažėjimo, kartu padidėja srovė $i_S(t) > 0$, ir kartu įtampa $u_{BE}(t) > 0$, ir t. t. Procesas kartojasi – turime teigiamą grįžtamąjį ryšį. Dėl to IKVT labai sparčiai, mažiau nei per 1 ns, persijungia iš „uždarytos“ būsenos į „atidarytą“ būseną, ir todėl schemos išėjime U_{is} , kai C_2 nėra, įtampa $U_{is} \cong (0,1-1) V$ – sumažėja iki minimumo – sotes įtampos U_{D-K} . Ši įtampos vertė yra gerokai mažesnė už analogišką įtampą schemoje su IKDT, ir tai yra esminis nagrinėjamo puslaidininkinio įtaiso pranašumas, o taip pat puiki veikos sparta. Kai schemos įėjime U_{in} veikia neigiamo poliškumo įėjimo poveikio signalas $u_{in}(t) < 0$, dėl šio signalo poveikio, užtūros G p⁺–n sandūra 6–1 yra „pridaroma“, ir pro „pridarytą“ vienpolio tranzistoriaus kanalą 1 tekanti ištakos S srovė $i_S(t) \Rightarrow 0$ – sumažėja, ir kartu sumažėja įtampa $u_{BE}(t) \Rightarrow 0$. Dėl sumažėjusios įtampos $u_{BE}(t) \Rightarrow 0$ yra „pridaroma“ dvipolio tranzistoriaus emiterinė p–n⁺ sandūra 2–3, ir, dėl dvipolio tranzistoriaus aktyviosios normalios veikos, į kolektoriaus K kanalo n– sritį 1 sumažėja injektuojamų elektronų n_n kiekis, ir todėl jų tankis kanale 1 sumažėja, ir kartu padidėja kanalo varža R_k , o tai lemia ištakos S srovė $i_S(t) \Rightarrow 0$ – sumažėja, kartu ir įtampa $u_{BE}(t) \Rightarrow 0$ – sumažėja, ir t. t. Procesas kartojasi – turime teigiamą grįžtamąjį ryšį. Dėl to IKVT labai sparčiai, mažiau nei per 1 ns, persijungia iš „atidarytos“ būsenos į „uždarytą“ būseną, ir todėl schemos išėjime U_{is} įtampa $U_{is} = \varepsilon_1$ – padidėja iki maksimalios vertės. Taigi matome, kad į 1.122a pav., a, parodytą schemą įjungtas IKVT veikia kaip labai spartus perjungiklis ir tai galima plačiai taikyti sparčiojoje impulsinėje elektronikoje. Atsižvelgiant į išnagrinėto puslaidininkinio įtaiso veiką jį galima vadinti *injektuoto kanalo vienpoliu (arba lauko) tranzistoriumi* – IKVT arba IKLT. Kita vertus, puslaidininkinis įtaisas turi penkis kontaktus – išvadus, todėl galimas ir kitas pavadinimas – *puslaidininkinis pentodas* – PPT.

PRIEDAI (P)

P1. Tranzistorių triukšmų fizika

Nagrinėjant triukšmų atsiradimo įvairiuose tranzistoriuose priežastis būtina susipažinti su esama triukšmų įvairove ir jų fizikiniais atsiradimo pagrindais.

1. Šiluminis triukšmas – reiškinys, kai bet kokio rezistoriaus R išvaduose (ominiuose kontaktuose) vyksta įtampos $u(t)$ fliktuacijos, kai išvadai laisvi, arba srovės $i(t)$ fliktuacijos, kai išvadai užtrumpinti, atitinkamai ΔU_T bei ΔI_T , kurių vertes nusako Naikvisto formulės:

$$\overline{\Delta U_T^2} = 4 \cdot k \cdot T \cdot R \cdot \Delta \omega, \quad \overline{\Delta I_T^2} = 4 \cdot k \cdot T \cdot \Delta \omega / R, \quad (\text{P1.393})$$

čia $\Delta \omega$ – šiluminio triukšmo dažnių intervalas (plotis) (čia ir toliau pabraukimai virš atitinkamo fizikinio dydžio simbolio – įtampos, srovės ir t. t., reiškia jo vidutinę vertę).

Šiluminio triukšmo fizikinė prigimtis yra medžiagos laisvųjų elektronų – bendru atveju krūvininkų *Brauno judesiai*. Dėl šių atsitiktinių judesių įvairiomis kryptimis erdvėje, įvairiais atsitiktiniais laiko momentais t krūvininkų, pavyzdžiui, elektronų ($n_{x(+)} \cdot \Delta V$), judančių rezistoriuje R vieno iš jo gnybtų kryptimi, pavyzdžiui, ašies x kryptimi, kiekis yra didesnis arba mažesnis už jų kiekį ($n_{x(-)} \cdot \Delta V$), judančių rezistoriuje R kito gnybto kryptimi – priešingai ašies x kryptimi, čia ΔV – tūrio vienetas. Todėl atsiranda srovės $i(t)$ arba įtampos $u(t)$ atitinkamos fliktuacijos ΔI_T ir ΔU_T . Akivaizdu, jog šių fliktuacijų santykinė vertė $\Delta I_T / I_0$ arba $\Delta U_T / U_0$ yra tuo mažesnė, kuo yra didesnis laisvųjų krūvininkų, pavyzdžiui, elektronų tankis n medžiagoje, tai atitinka kuo mažesnę rezistoriaus R varžą. Kita vertus, šių fliktuacijų vertė yra tiesiog proporcinga Brauno judesių intensyvumui – medžiagos temperatūrai T . Todėl šiluminis triukšmas rezistoriuje R didėja, didėjant jo temperatūrai T , tai ir nusako Naikvisto formulės (P1.393). Iš (P1.393) randame, kai $R = 1 \text{ k}\Omega$, $T = 290 \text{ K}^\circ$ ir $\Delta \omega = 2 \cdot \pi \cdot 1 \text{ MHz}$, tai $(\overline{\Delta U_T^2})^{1/2} = 4 \text{ }\mu\text{V}$. Čia reikia pasakyti, kad iš Naikvisto formulų kyla svarbi išvada:

idealūs reaktyvieji elementai – kondensatoriaus C ir induktyvumo ritė L neturi šiluminio triukšmo.

Kita vertus, Naikvisto formules (P1.393) galima apibendrinti kompleksinės varžos Z atveju taip:

$$\overline{\Delta U_T^2} = 4 \cdot k \cdot T \cdot (\text{Re } Z) \cdot \Delta \omega, \quad \overline{\Delta I_T^2} = 4 \cdot k \cdot T \cdot \Delta \omega / (\text{Re } Z), \quad (\text{P1.394})$$

ir iš čia įtampos $u(t)$ ir srovės $i(t)$ atitinkamų fliktuacijų ΔU_T ir ΔI_T , atitinkami spektriniai tankiai S_{uT} ir S_{iT} yra parašomi taip:

$$\left. \begin{aligned} S_{uT}(\omega) &= \overline{\Delta U_T^2} / \Delta \omega = 4 \cdot k \cdot T \cdot (\text{Re } Z), \\ S_{iT}(\omega) &= \overline{\Delta I_T^2} / \Delta \omega = 4 \cdot k \cdot T / (\text{Re } Z). \end{aligned} \right\} \quad (\text{P1.395})$$

Iš (P1.395) matome, kad šiluminio triukšmo dažnių spektro sandų (dedamųjų) amplitudės nepriklauso nuo dažnio ω , ir todėl toks dažnių spektras yra vadinamas „baltuoju triukšmu“. Tačiau realiai bet koks rezistorius R turi konstrukcinę (parazitinę) talpą C_R , kuri, esant aukštiesiems dažniams, kai $\omega > 1/(R \cdot C_R)$, šuntuoja rezistoriaus R varžą. Iš čia darome išvadą, jog bendruoju atveju rezistorių R galima pavaizduoti lygiaverte – ekvivalentine elektronine grandine, sudaryta iš lygiagrečiai sujungtų varžos R ir talpos C_R elementų. Tada turime kompleksinės varžos Z_{RC} išraišką:

$$Z_{RC} = R [-j / (\omega \cdot C_R)] / [R - j / (\omega \cdot C_R)], \quad (\text{P1.395a})$$

kur realioji dalis yra:

$$\text{Re } Z_{RC} = R / [1 + (\omega \cdot R \cdot C_R)^2]. \quad (1.395b)$$

Iš (P1.395, a, b) matome: didėjant varžai R , kai $C_R = \text{const}$, baltojo triukšmo dažnių spektro plotis $\Delta\omega$ siaurėja proporcingai $1/R$. Kai $R \Rightarrow \infty$, fliktuacijų ΔU_T bei ΔI_T spektriniai tankiai atitinkamai $S_u(\omega)$ ir $S_i(\omega)$ artėja į nulį, o tai ir parodo, kad bendru atveju *idealus kondensatorius C nekuria šiluminio triukšmo*.

2. Šratinis triukšmas – reiškiny, kai, elektronine grandine tekant srovei I , šalia šiluminio triukšmo atsiranda papildomas, su temperatūra T – šilumos prasme tiesiogiai nesusijęs triukšmas. Šis triukšmas pirmiausia buvo aptiktas elektroniniuose vakuuminiuose įtaisuose – lempiniame diode, triode ir t. t. Šratinio triukšmo fizikinė prigimtis yra nulemta krūvininkų krūvio q diskretiškumo ir to, jog srovę registruojančiame kontakte, pavyzdžiui, vakuuminio diodo anode A, registruojamų krūvininkų skaičiaus N įvairiais laiko momentais t fliktuoja dydžiu ΔN . Detalus šio fizikinio reiškinio nagrinėjimas parodė, kad šratinio triukšmo šaltinis glūdi elektrovakuuminės lempos katode K, kurį, esant labai aukštai temperatūrai $T \approx 1000^\circ \text{C}$ ir daugiau, elektronai gali palikti tik įveikę tam tikrą potencialo barjerą $\Delta E = A_e$ – elektronų išlaisvinimo iš katodo K metalo darbas. Dėl šio barjero ΔE įtakos įkaitintą katodą K paliekančių elektronų skaičius N_e įvairiais laiko momentais t yra skirtingas. Kita vertus, skirtingas ir katodą K paliekančių elektronų pradinis greitis v_0 . Todėl greitinančios anodo A įtampos $U_{AK} > 0$ veikiami elektronai n anodą A pasiekia skirtingu laiku ir kiekvienu laiko momentu t šių elektronų skaičius N_e yra atsitiktinis dydis. Iš čia galima teigti, jog vakuuminiu diodu tekančios anodo A srovės $i_A(t) = q \cdot N_e(t)/\Delta t$ momentinė vertė svyruoja apie vidutinę vertę $\bar{I}_{0A} = I_{0A(s)}$ – anodo A vidutinė soties srovė, kai anodo A įtampa $U_{AK} > 0$ yra gana didelė, ir anodo A srovės $i_A(t)$ fliktuacijų $\Delta I_{sr}(t)$ spektrinis tankis yra:

$$\bar{S}_{i(sr)}(\omega) = 2 \cdot q \cdot I_{0A(s)}. \quad (\text{P1.396})$$

Išraiška (P1.396) yra *šratinio triukšmo Šotkio formulė*.

Kai vakuuminio diodo anodas A yra apkrautas varža R_a , joje teka anodo A srovė $i_A(t)$, ir dėl jos fliktuacijų $\Delta I_{sr}(t)$ apkrovos varžoje R_a susidaro šratinio triukšmo įtampų fliktuacijos $\Delta U_{sr}(t) = \Delta I_{sr}(t) \cdot R_a$, kurių dispersija ΔU_{sr}^2 yra parašoma taip:

$$\Delta U_{sr}^2 = 2 \cdot q \cdot I_{0A(s)} \cdot R_a^2 \cdot \Delta\omega. \quad (\text{P1.397})$$

Apibendrinant Šotkio formules (P1.396)–(P1.397) galima teigti, jog bet kokia elektronine grandine tekanti srovė I sukuria srovės šratinį triukšmą $\Delta I_{sr}^2 = 2 \cdot q \cdot I \cdot \Delta\omega$, jeigu toje srovės I grandinėje yra bet kokios fizikinės prigimties energinių barjerų ΔE , trukdančių krūvininkams laisvai judėti. Kita vertus, elektronine grandine tekančios srovės I šratinis triukšmas ΔI_{sr}^2 tos grandinės kiekviename rezistoriuje R_j sukuria įtampos $U_{R(j)} = I \cdot R_j$ – Omo dėsnis grandyno daliai (1.1), šratinį triukšmą $\Delta U_{sr(j)}^2 = 2 \cdot q \cdot I \cdot R_j^2 \cdot \Delta\omega$, čia indeksas $j = 1, 2, 3, \dots$

3. Rekombinacinis triukšmas – reiškiny, kai elektronine grandine tekant srovei I , šalia šiluminio triukšmo ir šratinio triukšmo atsiranda papildomas, taip pat su temperatūra T – šilumos prasme, tiesiogiai nesusijęs triukšmas. Anksčiau nagrinėdami dvipolio tranzistoriaus fizikinius veikos principus parodėme, jog šalutinių krūvininkų pernašos per bazę koeficientas γ_B (1.200), kartu ir emiterio I_E bei bazės I_B srovių atitinkami perdavimo koeficientai α (1.215) ir β (1.242) yra nulemtini injektuotų iš emiterio į bazę šalutinių krūvininkų rekombinacijos su pagrindiniais krūvininkais bazėje reiškiniu. Kadangi rekombinacijos proceso atskiras rekombinacinis aktas vyksta atsitiktiniu būdu, tai dėl šio atsitiktinio akto bet kuriuo laiko momentu t laisvųjų krūvininkų skaičius $N_{n,p}$ tokiaime puslaidininkyje yra fliktuojantis dydis $N(t) = N_{n,p} \pm \Delta N_{n,p}$. Akivaizdu, kad krūvininkų skaičiaus $N_{n,p}$ fliktuacijos $\Delta N_{n,p}$ sukelia per puslaidininkį tekančios nuolatinės srovės I_0 fliktuacijas ΔI :

$$\Delta I/I_0 = \Delta N_{n,p}/\bar{N}_{n,p(o)}, \quad (\text{P1.398})$$

čia $\bar{N}_{n,p(o)}$ – vidutinis laisvųjų krūvininkų skaičius puslaidininkyje, kuriame vyksta rekombinacinis procesas.

Tiesinės rekombinacijos atveju fliktuacijai $\Delta N_{n,p}$ galima parašyti:

$$d(\Delta N_{n,p})/dt = \Delta N_{n,p} / \tau_{ef(n,p)}, \quad (P1.399)$$

čia $\tau_{ef(n,p)}$ – šalutinių krūvininkų n_p arba p_n efektyvioji gyvavimo trukmė.

Diferencialinės lygties (1.399) sprendinys, esant kraštinei sąlygai – kai $t = 0$, fliktuacijos $\Delta N_{n,p}(t) = \Delta N_0$, yra ieškomų fliktuacijų $\Delta N_{n,p}$ kitimas laike t :

$$\Delta N_{n,p}(t) = \overline{\Delta N_0} \cdot \exp(-t / \tau_{ef(n,p)}), \quad (P1.400)$$

čia: $\overline{\Delta N_0}$ – vidutinės vertės pradinė fliktuacija.

Galima parodyti, jog iš (P1.400) randamas rekombinacinio proceso puslaidininkyje paveiktas krūvininkų skaičiaus $N_{n,p}$ fliktuacijų $\Delta N_{n,p}(t)$ spektrinis tankis yra:

$$S_N(\omega) = 4 \cdot \langle \Delta N^2 \rangle \cdot \tau_{ef(n,p)} / [1 + (\omega \cdot \tau_{ef(n,p)})^2], \quad (P1.401)$$

čia: $\langle \Delta N^2 \rangle$ – krūvininkų skaičiaus $N_{n,p}(t)$ puslaidininkyje dispersija.

Iš (P1.398) ir (P1.401) matome, kad puslaidininkyje, kuriame vyksta rekombinacinis procesas, srovės $i(t)$ fliktuacijų ΔI spektrinis tankis yra:

$$S_{i(\tau)}(\omega) = I_0^2 \cdot S_N(\omega) / \overline{N_0^2} = 4 \cdot I_0^2 \cdot \langle \Delta N^2 \rangle \cdot \tau_{ef} / \{ \overline{N_0^2} \cdot [1 + (\omega \cdot \tau_{ef(n,p)})^2] \}. \quad (P1.402)$$

Atskiru atveju, kai laisvieji krūvininkai puslaidininkyje yra nepriklausomi, dispersija $\langle \Delta N^2 \rangle = \overline{N_0}$, ir gautą išraišką (P1.402) galima parašyti taip:

$$S_{i(\tau)}(\omega) = 4 \cdot I_0^2 \cdot \tau_{ef} / \{ \overline{N_0} \cdot [1 + (\omega \cdot \tau_{ef(n,p)})^2] \}. \quad (P1.403)$$

Iš čia, analogiškai (P1.394)–(P1.397), galima teigti: jeigu bet kokioje elektroninėje grandinėje yra puslaidininkinė sritis, kurioje vyksta rekombinacinis procesas, tai tokia elektronine grandine tekanti srovė I sukuria srovės rekombinacinį triukšmą ΔI_τ^2 :

$$\overline{\Delta I_\tau^2} = S_{i(\tau)}(\omega) \cdot \Delta \omega. \quad (P1.403a)$$

Kita vertus, iš Omo dėsnio grandinės daliai kyla akivaizdi išvada: tekančios elektronine grandine srovės I rekombinacinis triukšmas ΔI_τ^2 šios elektrinės grandinės kiekviename rezistoriuje R_j sukuria įtampos $U_{R(j)} = I \cdot R_j$ rekombinacinį triukšmą ΔU_τ^2 :

$$\overline{\Delta U_\tau^2} = S_{i(\tau)}(\omega) \cdot R^2 \cdot \Delta \omega. \quad (P1.403b)$$

Puslaidininkyje šalia rekombinacinio reiškinių gali vykti krūvininkų poros – elektronas-skyklė generacijos procesas (prisiminkime p–n sandūros griūtinį (1.62), tunelinį (1.69) bei šiluminį (1.79) pramušimus). Akivaizdu, kad krūvininkų porų generacijos proceso metu atskiras generacinis aktas taip pat vyksta atsitiktiniu būdu. Todėl bet kuriuo laiko momentu t laisvųjų krūvininkų skaičius $N_{n,p}$ tokia puslaidininkyje yra fliktuojantis dydis $N(t) = N_{n,p} \pm \Delta N_{n,p}$, ir dėl to krūvininkų skaičiaus $N_{n,p}$ fliktuacijos $\Delta N_{n,p}$ sukelia per puslaidininkį tekančios nuolatinės srovės I_0 fliktuacijas ΔI (1.398). Iš čia galima teigti, kad visos anksčiau pateiktos formulės (P1.398)–(P1.403) ir išvados rekombinacinio proceso sukeltam triukšmui aprašyti, tinka ir generacinio proceso sukeltam triukšmui $S_{i(g)}(\omega)$ nusakyti. Todėl abu šie triukšmai yra sujungiami į vieną *generacinį-rekombinacinį triukšmą*, kurio sukeltas tekančios per tokį puslaidininkį srovės I fliktuacijų ΔI spektrinis tankis $S_{i(\tau-g)}(\omega)$ yra apskaičiuojamas iš (P1.403). Apibendrinant galima teigti: bet kokioje elektroninėje grandinėje, kurioje yra puslaidininkinė sritis ir joje vyksta generacinis-rekombinacinis procesas, tekanti srovė I sukuria srovės generacinį-rekombinacinį triukšmą $\Delta I_{\tau-g}^2$:

$$\overline{\Delta I_{\tau-g}^2} = S_{i(\tau-g)}(\omega) \cdot \Delta \omega. \quad (P1.403c)$$

Kita vertus, srovės I generacinis-rekombinacinis triukšmas $\overline{\Delta I_{\tau-g}^2}$ nagrinėjamos

elektroninės grandinės kiekviename rezistoriuje R_j sukuria įtampos $U_{R(j)} = I \cdot R_j$ generacinį-rekombinacinį triukšmą $\Delta U_{\tau-g}^2$:

$$\Delta U_{\tau-g}^2 = S_{i(\tau-g)}(\omega) \cdot R^2 \cdot \Delta \omega. \quad (P1.403d)$$

4. Žemadažnis triukšmas, arba dar kitaip vadinamas „ $1/f$ triukšmas“, tai šalia anksčiau aprašytų triukšmų elektroninėse grandinėse susidaro papildomas triukšmas, kurio fizikinė prigimtis yra susijusi su atsitiktiniais elektros srovės $i(t)$ ar įtampos $u(t)$ svyravimais, atsirandančiais dėl medžiagos elektrinės varžos R arba elektroninių įtaisų parametrų atsitiktinių svyravimų ir nepastovumo laike t . Istoriskai $1/f$ triukšmas pirmiausiai buvo aptiktas elektroninėse vakuuminėse lempose, kuriose šis reiškinys vyksta dėl katodo K termoelektroninės emisijos atsitiktinių svyravimų – „*mirgėjimų*“ arba „*mirgesių*“. Šio triukšmo pavadinimas išreiškia faktą, jog $1/f$ triukšmo galios spektrinis tankis $S_f(\omega)$ yra atvirkščiai proporcingas dažniui ω . Taigi, jei medžiagos elektrinė varža R fliktuoja laike t dydžiu $R(t) = R \pm \Delta R$, tai iš šios medžiagos padarytu kūnu tekanti nuolatinė srovė I_0 taip pat fliktuoja laike t dydžiu $I(t) = I_0 \pm \Delta I$, ir todėl atsiranda $1/f$ triukšmas, kurio galios fliktuacijų spektrinis tankis $S_f(\omega)$ yra tiesiog proporcingas tekančios srovės I_0 vertei I_0^2 ir atvirkščiai proporcingas suminiam laisvųjų krūvininkų skaičiui $N_{n,p}$ medžiagos kūne:

$$S_{i(f)}(\omega)/I_0^2 = S_{u(f)}(\omega)/U_0^2 = S_{R(f)}(\omega)/R^2 \sim A^*/\omega^\gamma \sim \alpha^*/(N \cdot \omega^\gamma), \quad (P1.404)$$

čia $U_0 = I_0 \cdot R$; A^* , α^* ir γ – koeficientai, kurių vertės yra nustatomos eksperimentu.

Čia reikia pasakyti, jog $1/f$ triukšmas yra fundamentalus reiškinys, nes jis pasireiškia beveik visur – puslaidininkiuose, metaluose, dielektrikuose (izoliatoriuose), visuose elektroniniuose įtaisuose bei įvairiuose gamtos reiškiniuose ir t. t.

Iš (P1.404) matome, jog $1/f$ triukšmo spektro pobūdis ne visada būna tiksliai atvirkščiai proporcingas dažniui ω , ir todėl jis yra aproksimuojamas atvirkštine laipsnine funkcija $\omega^{-\gamma}$, kur γ vertė daugeliu žinomų atvejų yra intervale $0,9 < \gamma < 1,2$. Esant aukštesniems dažniams, kai $f \geq 10^2 - 10^3$ Hz, žemadažnis $1/f$ triukšmas pasidaro mažesnis už šiluminį triukšmą ir jo įtaka, didėjant dažniui ω , tampa nedidelė. Kita vertus, dažniui $\omega \Rightarrow 0$, elektroninės sistemos $1/f$ triukšmo galios spektrinis tankis $S_f(\omega)$ negali neapibrėžtai didėti, nes turi būti fizikinė riba $S_f(\omega)|_{\omega \Rightarrow 0} \Rightarrow \text{const}$.

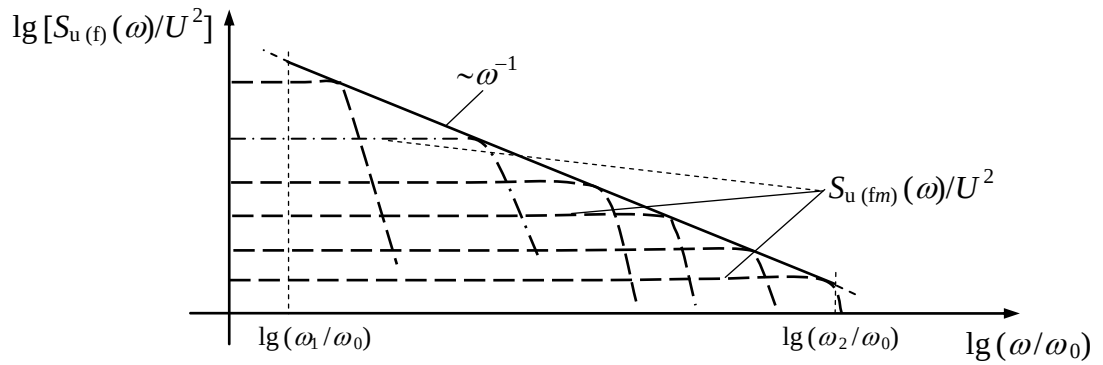
Nuo $1/f$ triukšmo aptikimo elektroninėje vakuuminėje lempos istorinio momento buvo pasiūlyta daug šio triukšmo fizikinę prigimtį aiškinančių teorinių modelių. Iš visų iki šiol žinomų fizikinių triukšmų mechanizmų elektroninės sistemos $1/f$ triukšmo eksperimentinę priklausomybę (P1.404) geriausiai aprašo fizikinis modelis, kuris yra grindžiamas generacinių-rekombinacinių (1.403) arba kitaip vadinamų *relaksacinių spektrų* superpozicija (suma):

$$S_{u(fm)}(\omega)/U^2 = \sum_m \{a_m \cdot \tau_m / [1 + (\omega \tau_m)^2]\}, \quad (P1.405)$$

čia: a_m – nedimensinis parametras, apibūdinantis relaksacinio triukšmo, kurio relaksacijos trukmė τ_m , intensyvumą, kur indeksas $m = 1, 2, 3, \dots$.

Iš (P1.405) matome, jog, keičiant parametrus a_m , τ_m ir jų skaičių m , tam tikrame žemųjų dažnių ω intervale $\Delta \omega$ galima gauti žinomą eksperimentinę priklausomybę (P1.404), kai γ vertė kinta intervale $0 < \gamma < 2$. Kita vertus, elektroninės sistemos $1/f$ triukšmo aprašymas išraiškos (P1.405) būdu garantuoja, kad dažniui $\omega \Rightarrow 0$ fliktuacijų spektrinis tankis $S_{u(f)}(\omega)$ artėja į pastovų dydį, ir todėl neturime neapibrėžtumo – begalybės. Remiantis šiuo modeliu, P1.123 pav. yra parodytas grafinis $1/f$ triukšmo teorinis modeliavimas, taikant spektrų superpozicijos metodą (P1.405), kai tam tikru būdu yra parenkamas relaksacijos trukmių τ_m tikimybės tankis $g(\tau_m)$.

Žinome, jog puslaidininkyje vykstančių generacinių-rekombinacinių procesų relaksacijos trukmė $\tau_m = \tau_{ef(n,p)}$. Todėl, norėdami paaiškinti eksperimentinius elektroninių



P1.123 pav. Grafinis $1/f$ triukšmo teorinis modeliavimas taikant spektrų superpozicijos metodą (P1.405), kai tam tikru būdu yra parenkamas relaksacijos trukmių τ_m tikimybės tankis $g(\tau_m)$, o dažnių ašyje ω vertės yra normuotos pasirinkamu masteliu ω_0

sistemų $1/f$ triukšmo matavimo rezultatus, turime tarti, jog gyvavimo trukmių $\tau_{ef(n,p)}$ pasiskirstymas turi būti labai plačiame trukmių diapazone – nuo 10^{-6} s iki 10^7 s ir daugiau. Buvo pasiūlyta daug įvairių fizikinių mechanizmų, vienaip ar kitaip aiškinančių gyvavimo trukmių $\tau_{ef(n,p)}$ pasiskirstymą įvairiose medžiagose bei jų dariniuose. Tačiau tinkamiausias tokio plataus gyvavimo trukmių $\tau_{ef(n,p)}$ pasiskirstymo fizikinio mechanizmo paaiškinimas yra toks: bet kurioje medžiagoje, kartu ir puslaidininkyje, yra daug įvairiausių liktinių defektų, kaip antai dislokacijos, priemaišų sankaupos, kristalinės gardelės pažeidimai, tarpai, paviršiaus fizikiniai reiškiniai ir t. t. Visa tai sukuria didelius medžiagos elektronų energijos galimų būsenų energinių juostų, pavyzdžiui, laidumo juostos dugno E_c iškraipius. Todėl laidumo juostos dugno E_c energinė kreivė įgauna potencialinio reljefo iškyšulių arba smailių – potencialų barjerų $\Delta E_{c\uparrow}$ ir įgriuvų arba minimumų – potencialų duobių $\Delta E_{c\downarrow}$, kurių atitinkami energiniai aukščiai $+\Delta E_{c\uparrow}$ ir duobės $-\Delta E_{c\downarrow}$ yra labai įvairūs. Termoaktyvacinis laisvųjų krūvininkų pagavimas – rekombinacija, arba jų sužadinimas – generacija sukelia šio atsitiktinio potencialinio reljefo parametrų atsitiktinius kitimus, kurie ir sukuria medžiagos varžos (arba laidžio), arba elektroninio įtaiso tam tikrų parametrų fliktuacijas laike t ir kartu lemia elektroninės sistemos žemadažnį $1/f$ triukšmą.

Įvairių elektronikos įtaisų ir grandinių keliamiems triukšmams nusakyti, be jau aprašytų atitinkamų elektrinių dydžių fliktuacijų spektrinių tankių $S_{u,i}$, yra vartojami ir kiti triukšmų parametrai – *triukšmo ekvivalentai*:

$R_{trš}$ (arba $G_{trš}$) – triukšmo varža (arba laidis);

$T_{trš}$ – triukšmo temperatūra;

$I_{ekv(s)}$ – lygiavertė vakuuminio diodo soties srovė;

$K_{trš}$ – triukšmo koeficientas.

Triukšmo varža $R_{trš}$ – dydis, lygus rezistoriaus R ominei varžai, kuriai esant rezistoriaus šiluminio triukšmo įtampos $u_{trš}(t)$ fliktuacijų ΔU_T spektrinis tankis $S_{u(T)}(\omega)$ (P1.393) yra lygus nagrinėjamo elektroninio įrenginio (x) įtampos $u_x(t)$ fliktuacijų $\Delta U_{T(x)}$ spektriniam tankiui $S_{u(x)}(\omega)$:

$$S_{u(x)}(\omega) = S_{u(T)}(\omega) = \overline{\Delta U_T^2} / \Delta\omega = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_{trš(x)}, \quad (P1.406)$$

ir iš čia elektroninio įrenginio (x) triukšmo varža $R_{trš(x)}$ yra išreiškiama taip:

$$R_{trš(x)} = S_{u(x)}(\omega) / (4 \cdot k \cdot T). \quad (P1.406a)$$

Triukšmo laidis $G_{trš}$ – dydis, lygus rezistoriaus R laidžiui $G = 1/R$, kuriam esant

rezistoriaus šiluminio triukšmo srovės $i_{\text{trš}}(t)$ fliktuacijų ΔI_T spektrinis tankis $S_{i(T)}(\omega)$ (P1.393) yra lygus nagrinėjamo elektroninio įrenginio (x) srovės $i_x(t)$ fliktuacijų $\Delta I_{T(x)}$ spektriniam tankiui $S_{i(x)}(\omega)$:

$$S_{i(x)}(\omega) = S_{i(T)}(\omega) = \overline{\Delta I_T^2} / \Delta\omega = 4 \cdot k \cdot T \cdot G_{\text{trš}(x)}, \quad (\text{P1.407})$$

ir iš čia:

$$G_{\text{trš}(x)} = S_{i(x)}(\omega) / (4 \cdot k \cdot T). \quad (\text{P1.407a})$$

Dvipolio, pavyzdžiui, diodo atveju dydžius $R_{\text{trš}}$ ir $G_{\text{trš}}$ sieja šis sąryšis:

$$R_{\text{trš}} = G_{\text{trš}} \cdot |Z|^2, \quad (\text{P1.408})$$

čia: Z – dvipolio kompleksinė varža.

Triukšmo temperatūra $T_{\text{trš}}$ – dydis, kurio vertė yra lygi absoliučiai juodo kūno temperatūrai T arba suderintos apkrovos $R_a = Z_0$ – signalų perdavimo linijos banginės varžos T , kuriai esant juodo kūno arba suderintos apkrovos R_a šiluminio triukšmo galios $P_{\text{trš}}$ spektrinis tankis $S_{P(T)}(\omega)$ yra lygus nagrinėjamo elektroninio įrenginio (x) triukšmo galios $P_{\text{trš}(x)}$ spektriniam tankiui $S_{P(x)}(\omega)$:

$$S_{P(x)}(\omega) = k \cdot T_{\text{trš}(x)}, \quad (\text{P1.409})$$

arba

$$T_{\text{trš}(x)} = S_{P(x)}(\omega) / k, \quad (\text{P1.409a})$$

čia: k – Bolcmono konstanta.

Čia reikia pasakyti, kad triukšmo temperatūros $T_{\text{trš}}$ sąvoka yra labai plačiai vartojama įvertinant triukšmų galią $P_{\text{trš}}$ įvairiuose elektroniniuose įrenginiuose – elektrovakuuminuose ir puslaidininkiniuose įtaisuose; aprašant šiluminį triukšmą puslaidininkiniuose, esančiuose stipriame elektriniame E ar magnetiniame B lauke; nusakant radijo ryšio antenų triukšmą; nusakant kosminių šaltinių radijo spinduliuotę ir t. t.

Triukšmo temperatūra $T_{\text{trš}}$ yra dažniausiai surandama lyginant tiriamąjį elektroninio įrenginio (x) ar kito šaltinio triukšmą su *etaloniniu triukšmų generatoriaus* triukšmo galia $P_{\text{trš(et)}}$. Įvairių dvipolių (x) triukšmo temperatūrą $T_{\text{trš}(x)}$ surandame iš atitinkamų Naikvisto formulių (P1.393)–(P1.395) tokiu būdu:

$$T_{\text{trš}(x)} = S_{u(x)}(\omega) / (4 \cdot k \cdot R_x), \quad T_{\text{trš}(x)} = S_{i(x)}(\omega) / (4 \cdot k \cdot G_x), \quad (\text{P1.410})$$

čia: $G_x = 1/R_x$.

Iš formulių (P1.406), (P1.407) ir (P1.410) kyla sąryšiai:

$$T_{\text{trš}} = T \cdot R_{\text{trš}} / R = T \cdot G_{\text{trš}} / G. \quad (\text{P1.411})$$

čia: T – aplinkos ir elektroninio įtaiso ar įrenginio temperatūra triukšmo matavimo metu.

Lygiavertė vakuuminio diodo soties srovė $I_{\text{ekv}(s)}$ – dydis, kurio vertė yra lygi vakuuminio diodo anodo A pastoviajai soties srovei $I_{0A(s)}$, kuriai esant vakuuminio diodo šratinio triukšmo srovės fliktuacijų ΔI_{sr} spektrinis tankis $S_{i(\text{sr})}(\omega)$ (P1.396) yra lygus nagrinėjamo elektroninio įtaiso (x) srovės $i_x(t)$ fliktuacijų ΔI_x spektriniam tankiui $S_{i(x)}(\omega)$:

$$S_{i(x)}(\omega) = 2 \cdot q \cdot I_{\text{ekv}(s,x)}, \quad (\text{P1.412})$$

ir iš čia gauname:

$$I_{\text{ekv}(s,x)} = S_{i(x)}(\omega) / (2 \cdot q). \quad (\text{P1.412a})$$

Iš formulių (1.407), (1.408) ir (1.412a) kyla sąryšiai:

$$I_{\text{ekv}(s)} = 2 \cdot k \cdot T \cdot R_{\text{trš}} / (q \cdot |Z|^2) = 2 \cdot k \cdot T \cdot G_{\text{trš}} / q. \quad (\text{P1.413})$$

Triukšmo koeficientas $K_{\text{trš}}$ – santykinis dydis, parodantis, kiek kartų sumažėja naudingo signalo $u_s(t)$ arba $i_s(t)$ ir triukšmo $S_{\text{trš}}$ galių atitinkamai P_s ir $P_{\text{trš}}$ santykis $P_s / P_{\text{trš}}$ elektroninio įrenginio išėjime $U_{\text{iš}} \rightarrow (P_s / P_{\text{trš}})_{\text{iš}}$, palyginti su šiuo santykiu elektroninio

įrenginio įėjime $U_{in} \rightarrow (P_s/P_{trš})_{in}$:

$$K_{trš} = (P_s/P_{trš})_{in}/(P_s/P_{trš})_{iš} \geq 1. \quad (P1.414)$$

Dažnai yra patogų nagrinėjamo realaus elektroninio įrenginio (x) sukuriamų triukšmų galią $P_{trš(x)}$ iš įtaiso išėjime $U_{iš}$ perskaičiuoti į to įtaiso įėjimą U_{in} taip:

$$P_{trš(x)}_{iš} = K_p \cdot (P_{trš in} + P_{trš(x)}_{in}), \quad (P1.415)$$

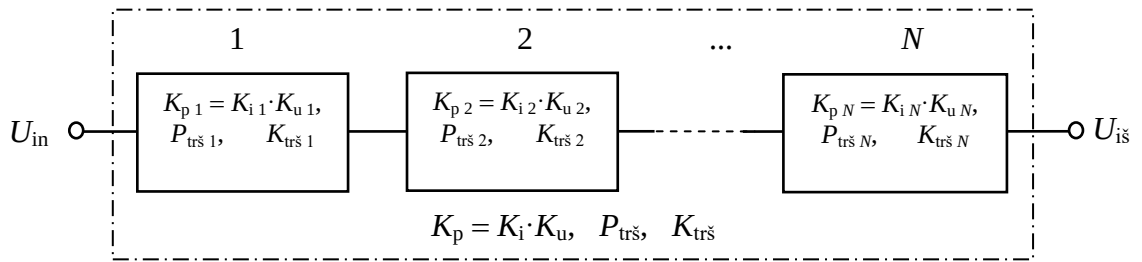
čia: $K_p = P_{s iš}/P_{s in}$ – nekurčio triukšmų idealaus elektroninio įrenginio kintamojo įėjimo signalo $u_{in}(t)$ galios P_{in} stiprinimo koeficientas; $P_{trš(x)}_{in}$ – perskaičiuota realaus elektroninio įrenginio (x) kuriamų triukšmų $P_{trš(x)}$ galia įėjime; $P_{trš in}$ – kitų triukšmų šaltinių, nesusijusių su nagrinėjamu realiu elektroniniu įrenginiu (x), kuriama triukšmų galia idealaus įrenginio įėjime U_{in} .

Iš (P1.415) matome, kad šis triukšmų parašymo būdas leidžia atskirti nagrinėjamo realaus elektroninio įrenginio (x) triukšmų galios $P_{trš(x)}_{iš}$ išėjime sandus – paties realaus elektroninio įrenginio (x) kuriamų triukšmų $P_{trš(x)}$ galią, bei kitų triukšmų šaltinių kuriamą triukšmų galią $P_{trš in}$ nagrinėjamo realaus elektroninio įrenginio (x) įėjime U_{in} .

Iš (P1.414) ir (P1.415) realaus elektroninio įrenginio (x) triukšmų koeficientą $K_{trš(x)}$ galima išreikšti taip:

$$K_{trš(x)} = (P_{trš in} + P_{trš(x)}_{in})/P_{trš in} \geq 1. \quad (P1.416)$$

Iš (P1.414)–(P1.416) išvedamas sudėtinės elektroninės sistemos, sudarytos iš kelių, pavyzdžiui, $N \geq 2$, nuosekliai sujungtų elektrinio signalo U_{in} stiprinimo N pakopų, parodytų P1.124 pav.



P1.124 pav. Sudėtinės elektroninės sistemos, sudarytos iš kelių, pavyzdžiui, $N \geq 2$, nuosekliai sujungtų elektrinio signalo stiprinimo N pakopų schema – stiprinimo pakopų *kaskadinis jungimo būdas*

P1.124 pav. parodytos sudėtinės elektroninės sistemos suminis triukšmų koeficientas $K_{trš}^*$:

$$K_{trš}^* = K_{trš1} + (K_{trš2} - 1)/K_{p1} + (K_{trš3} - 1)/(K_{p1} \cdot K_{p2}) + \dots + (K_{tršN} - 1)/(K_{p1} \cdot K_{p2} \cdot \dots \cdot K_{p(N-1)}), \quad (P1.417)$$

čia: $K_{p1}, K_{p2}, \dots, K_{pN}$ – pirmosios, antrosios ir t. t. iki atitinkamai N -tosios stiprinimo pakopos kintamojo signalo $U_{in,j}$ galios stiprinimo koeficientas, kur gaunant išraišką (P1.417) yra pasinaudota žinomomis tapatybėmis:

$$K_p = K_u \cdot K_i, \quad K_u = K_{u1} \cdot K_{u2} \cdot \dots \cdot K_{uN}, \quad K_i = K_{i1} \cdot K_{i2} \cdot \dots \cdot K_{iN}, \quad (P1.417a)$$

ir iš čia parašome kaskadinio stiprintuvo galios stiprinimo koeficiento K_p išraišką:

$$K_p = K_{p1} \cdot K_{p2} \cdot \dots \cdot K_{pN}. \quad (P1.417b)$$

Iš gautos išraiškos (P1.417) daroma įsimintina išvada:

daugiapakopės kaskadinės elektroninės sistemos suminis triukšmo koeficientas $K_{trš}^*$ iš esmės priklauso nuo pirmosios ir šiek tiek mažiau nuo antrosios pakopų triukšmų koeficientų $K_{trš1,2}$.

Todėl blogo galių santykio $P_s / P_{trš}$ kaskadinio jungimo pirmosios ir antrosios elektrinio signalo stiprinimo pakopų išėjime nebeįmanoma pagerinti toliau didinant kaskadinio jungimo elektroninės sistemos pakopų skaičių N . Čia reikia pasakyti, kad ši išvada tinka ir tada, kai pirmoji stiprinimo „pakopa“ yra atvira erdvė – „eteris“, o antroji pakopa – elektromagnetinių bangų priėmimo pasyvioji antena, kurios išėjime yra žadinamas naudingojo signalo ω_s nešlio dažnis $\omega_{neš}$, kurį savo ruožtu antenos „įėjime“ sukuria (žadina) elektromagnetinės bangos, nešančios naudingą moduliacinį signalą ω_s . Taigi, „eterio“ blogo santykio $P_s / P_{trš}$ nebeįmanoma pataisyti imtuvu, kad ir koks mažatriukšmis jis būtų, ir tokiu atveju, pavyzdžiui, vaizdas televizoriaus ekrane yra su „sniegu“, kuris pasireiškia baltais mirgančiais taškeliais visame ekrano plote – matome mirgesius. Įdomu, kad tolimojo kosminio ryšio priemonėse yra taikomi specialūs signalų apdorojimo metodai, leidžiantys kuo labiau sumažinti kosminių aparatų siųstuvo galią, kai naudingas signalas ω_s atitinkamais metodais yra „ištraukiamas“ iš „eterio“ triukšmų fono.

Lygiaverčiai (ekvivalentiniai) įtampos arba srovės triukšmų generatoriai yra taikomi nagrinėjant sudėtinio elektrinio įrenginio ar įtaiso suminį triukšmų koeficientą $K_{trš}^*$, nes dažnai yra patogiu jo atskirų sudedamųjų elektroninių dalių (x) keliamus triukšmus, nusakomus atitinkamais triukšmų koeficientais $K_{trš}(x)$, pavaizduoti formaliai pakeistais lygiaverčiais įtampos $U_{trš}$ arba (ir) srovės $I_{trš}$ triukšmų generatoriais, kurių galia $P_{trš}(x)$ yra išreiškiama taip:

$$P_{trš}(x) = \overline{\Delta U^2} / R = \overline{\Delta I^2} \cdot R. \quad (P1.418)$$

Lygiaverčiai pakeitimai, kai triukšmų šaltinis yra rezistorius R , yra parodyti P1.125 pav. Jame parodytuose lygiaverčiuose įtampos (a) ir srovės (b) triukšmų generatoriuose, kaip ir kintamųjų signalų generatoriuose, nėra pažymėti jų gnybtų poliaringumai, nes dėl triukšmo prigimties signalų vertė ir poliaringumas kinta laike t atsitiktiniu būdu.



P1.125 pav. Du triukšmo galios $P_{trš R}$ rezistoriuje R pakeitimo būdai: a – lygiaverčiu įtampos $\Delta U_{trš}(t)$ triukšmų generatoriumi ir b – lygiaverčiu srovės $\Delta I_{trš}(t)$ triukšmų generatoriumi

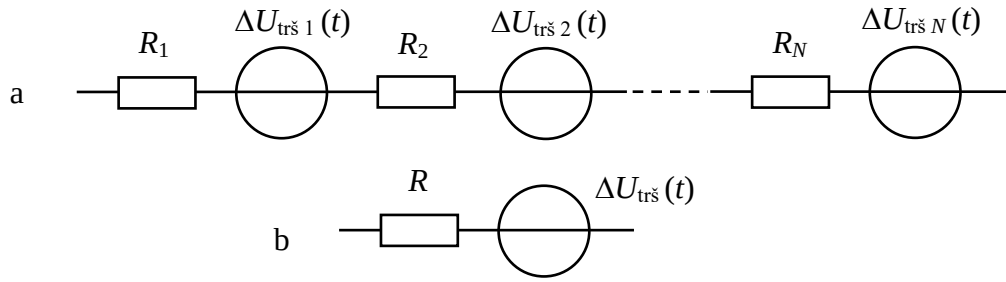
Rezistoriaus R atveju lygiaverčių triukšmų generatorių (P1.125 pav.) įtampa $\Delta U_{trš}(t)$ ir srovė $\Delta I_{trš}(t)$ yra nusakomos Naikvisto formulėmis (P1.393):

$$\Delta U_{trš}(t) = (4 \cdot k \cdot T \cdot R \cdot \Delta \omega)^{1/2}, \quad \Delta I_{trš}(t) = (4 \cdot k \cdot T \cdot \Delta \omega / R)^{1/2}. \quad (P1.419)$$

Akivaizdu, kad šiuo nagrinėjamu atveju ir kitokių triukšmų fizikinės prigimties atvejais lygiaverčių triukšmų generatorių įtampos $\Delta U_{trš}(t)$ ar srovės $\Delta I_{trš}(t)$ yra išreiškiamos anksčiau pateiktomis atitinkamomis triukšmų dispersijos įtampomis $\overline{\Delta U_{trš}^2}$ ar srovėmis $\overline{\Delta I_{trš}^2}$. Čia svarbu, kad pakeitimas lygiaverčiais triukšmų generatoriais būtų atliekamas taip, jog sudėtinio elektrinio įrenginio ar įtaiso atitinkamų atskirų sudėtinių elektroninių dalių (x) atiduodama į išorinę grandinę, pavyzdžiui, į apkrovą R_a , triukšmų galia $P_{trš}(x)$ liktų nepakitusi.

Kai turime nuosekliai sujungtų kelių, pavyzdžiui, $N \geq 2$, rezistorių R_x grandinę (tokia yra parodyta P1.126 pav. a, čia $x = 1, 2, 3, \dots, N$), tai kiekvieno rezistoriaus R_x keliami triukšmai yra pavaizduoti atitinkamais lygiaverčiais įtampų $\Delta U_{trš}(x)(t)$ triukšmų generatoriais.

Nuosekliai sujungtų rezistorių R_x grandinės triukšmų lygiavertė ekvivalentinė schema yra parodyta P1.126 pav. b. Jos triukšmų lygiaverčiai dydžiai yra randami taip:

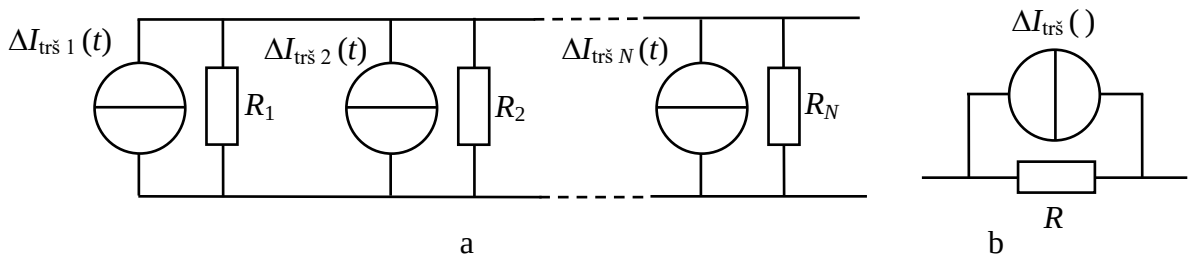


P1.126 pav. Nuosekliai sujungtų kelių, pavyzdžiui, $N \geq 2$, rezistorių R_x grandinė su jų atitinkamais lygiaverčiais įtampų $\Delta U_{trš(x)}(t)$ triukšmų generatoriais (a) ir šios grandinės lygiavertė ekvivalentinė schema (b), čia $x = 1, 2, \dots, N$

$$\left. \begin{aligned} \Delta U_{trš}(t) &= \{[\overline{\Delta U_{trš1}(t)}]^2 + [\overline{\Delta U_{trš2}(t)}]^2 + \dots + [\overline{\Delta U_{tršN}(t)}]^2\}^{1/2}, \\ R &= R_1 + R_2 + \dots + R_N, \end{aligned} \right\} \quad (P1.420)$$

čia bendru atveju rezistoriai R_x gali būti ir esant skirtingoms temperatūroms T_x .

Analogiškai, kai turime lygiagrečiai sujungtų kelių, pavyzdžiui, $N \geq 2$, rezistorių R_x grandinę, kuri yra parodyta P1.127 pav., a, tai kiekvieno rezistoriaus R_x keliame triukšmai yra pavaizduoti atitinkamais lygiaverčiais srovės $\Delta I_{trš(x)}(t)$ triukšmų generatoriais.



P1.127 pav. Lygiagrečiai sujungtų kelių, pavyzdžiui, $N \geq 2$, rezistorių R_x grandinė su jų atitinkamais lygiaverčiais srovės $\Delta I_{trš(x)}(t)$ triukšmų generatoriais (a) ir šios grandinės lygiavertė triukšmų ekvivalentinė schema (b)

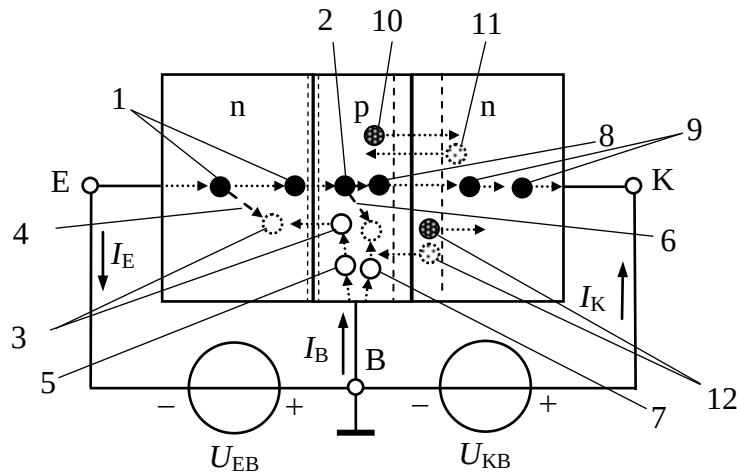
Lygiagrečiai sujungtų rezistorių R_x grandinės (P1.127 pav., a) lygiavertė triukšmų ekvivalentinė schema yra parodyta P1.127 pav., b, kurios lygiaverčiai dydžiai yra randami taip:

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_{trš}(t) &= \{[\overline{\Delta I_{trš1}(t)}]^2 + [\overline{\Delta I_{trš2}(t)}]^2 + \dots + [\overline{\Delta I_{tršN}(t)}]^2\}^{1/2}, \\ 1/R &= 1/R_1 + 1/R_2 + \dots + 1/R_N. \end{aligned} \right\} \quad (P1.421)$$

P1.2. Dvipolio tranzistoriaus triukšmai

Dvipolio tranzistoriaus triukšmai yra susiję su įvairiais fizikiniais procesais, vykstančiais jo santykinai sudėtingame n–p–n arba p–n–p struktūriniame darinyje. Todėl iš pradžių aptarsime dvipolio tranzistoriaus triukšmų šaltinius ir jų vaizdavimą dvipolio tranzistoriaus ekvivalentinėje grandinėje. Tam pasinaudosime anksčiau aprašytais dvipolio n–p–n tranzistoriaus struktūrinio darinio schema (1.69 pav., a) ir jo ekvivalentine grandine BB jungimo scheme (1.76 pav.).

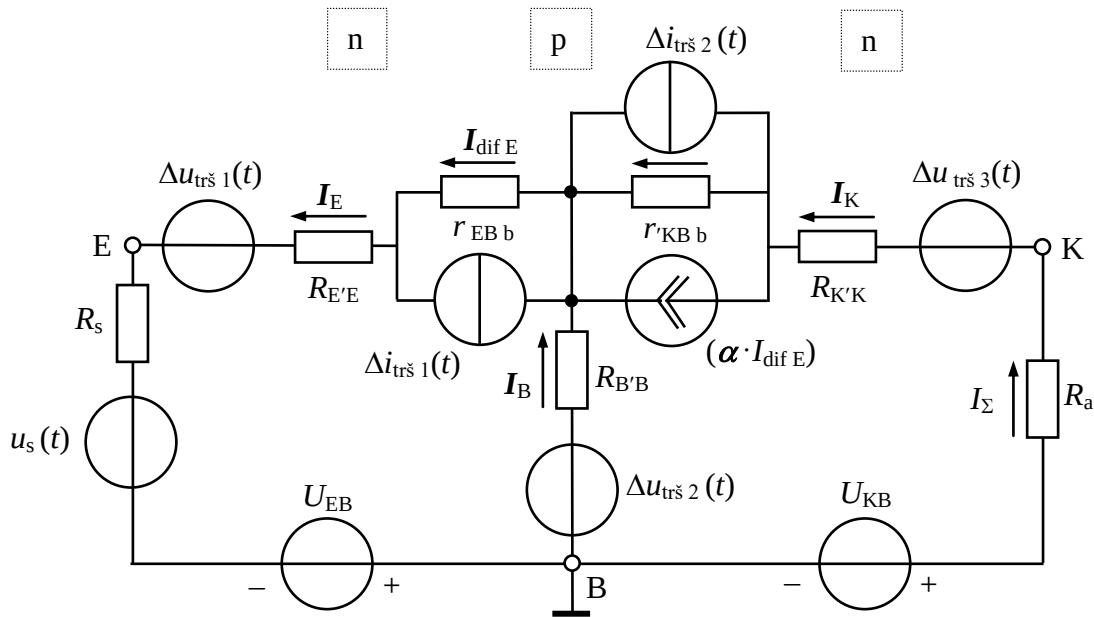
P1.128 pav. yra parodytas dvipolio n–p–n tranzistoriaus darinys, laisvųjų krūvininkų



P1.128 pav. Dvipolio n–p–n tranzistoriaus darinys, laisvųjų krūvininkų judėjimo kryptys ir jų sukurtų srovių keliami triukšmai, čia elektronai – ●, skylės –○

judėjimo kryptys ir jų sukurtų srovių keliami triukšmai.

P1.129 pav. yra parodyta ekvivalentinė dvipolio tranzistoriaus schema BB jungimo grandinėje, kuri yra papildyta įvairių triukšmų šaltinių atitinkamais lygiaverčiais triukšmų generatoriais, įėjimo signalo $u_s(t)$ šaltiniu su vidaus varža R_s ir apkrovos rezistoriumi R_a kolektoriaus K grandinėje.



P1.129 pav. Ekvivalentinė dvipolio tranzistoriaus schema bendros bazės (BB) jungimo grandinėje, papildyta įvairių triukšmų šaltinių atitinkamais lygiaverčiais triukšmų generatoriais, įėjimo signalo $u_s(t)$ šaltiniu su vidaus varža R_s ir apkrovos rezistoriumi R_a kolektoriaus K grandinėje

Iš P1.129 pav. pateiktos ekvivalentinės schemos matyti, kad ją sunku suskaidyti į atskiras nuosekliai sujungtas įėjimo signalo $u_s(t)$ galios P_s perdavimo ekvivalentines pakopas. Todėl, pasinaudodami (P1.415), dvipolio tranzistoriaus triukšmo koeficiento $K_{trš}$ išraišką (P1.416) pertvarkome taip:

$$K_{trš} = 1 + P_{trš(x) in} / P_{trš in} = P_{trš(x) iš} / (K_p \cdot P_{trš in}). \quad (P1.422)$$

Iš (P1.422) matome, jog realios elektroninės sistemos triukšmo koeficientą $K_{\text{trš}}$ galima apibrėžti tokiu santykiu, kuriame visa triukšmo galia $P_{\text{trš}(x)}$ iš idealios elektroninės sistemos išėjime $U_{\text{iš}}$, kurios $K_{\text{trš}}^* = 1$, yra padalijama iš sandaugos $(K_p \cdot P_{\text{trš in}})$, čia: K_p – idealios elektroninės sistemos galios stiprinimo koeficientas; $P_{\text{trš in}}$ – triukšmo galia idealios elektroninės sistemos įėjime U_{in} .

Paprastumo dėlei tarsime, kad apkrovos rezistorius R_a yra idealus – nekuria šiluminio triukšmo. Tokiu atveju tranzistoriaus išėjime – kolektoriuje K suminio triukšmo galios $P_{\text{trš iš}}$ sandus $P_{\text{trš}(x)}$ iš galima išreikšti taip:

$$P_{\text{trš}(x) \text{ iš}} = \overline{\Delta I_x^2} \cdot R_a, \quad (\text{P1.423})$$

ir iš čia, bei (P1.422), turime:

$$K_{\text{trš}} = \left(\sum_{x=1}^N \overline{\Delta I_x^2} \right) / (K_p \cdot \overline{\Delta I_{\text{in}}^2}) = 1 + \left(\sum_{x=2}^N \overline{\Delta I_x^2} \right) / \overline{\Delta I_1^2}, \quad (\text{P1.424})$$

čia $\overline{\Delta I_1^2} = K_p \cdot \overline{\Delta I_{\text{in}}^2}$ – įėjimo signalo $u_s(t)$ šaltinio vidaus varžo R_s generuojamas triukšmo srovės sandas, įeinantis į suminę triukšmo srovę I_{Σ}^2 išėjime – tranzistoriaus apkrovoje R_a :

$$\overline{I_{\Sigma}^2} = \sum_{x=1}^N \overline{\Delta I_x^2}. \quad (\text{P1.424a})$$

Iš (P1.424a) matome, jog norint apskaičiuoti tranzistoriaus triukšmų koeficientą $K_{\text{trš}}$, pakanka surasti bendrą triukšmų srovės dispersiją $\overline{I_{\Sigma}^2}$ apkrovos varžoje R_a ir imti jos santykį su ta triukšmo srovės dispersijos dalimi $\overline{\Delta I_1^2}$, kurią apkrovoje R_a sudaro pats įėjimo signalo $u_s(t)$ vidinis triukšmų šaltinis – vidaus varža R_s .

Išnagrinėsime dvipolio n–p–n tranzistoriaus darinyje, parodytame P1.128 pav., judančių laisvųjų krūvininkų kuriamas sroves ir jų keliamus triukšmus.

Iš emiterio omino kontakto E termoinjektuoti elektronai ($\bullet$) $\rightarrow$ 1 emiterio n– srityje difunduoja link emiterinės p–n sandūros ir per ją patenka į bazės p– sritį $\rightarrow$ 2. Šie elektronai ($\bullet$) $\rightarrow$ 1-2 emiterio n– srityje sukuria emiterio E srovės I_E sandą $I_{E n}$, kuris, savo ruožtu, dėl jų kelyje esančio barjero – emiterinės p–n sandūros, sukuria šratinį triukšmą:

$$\overline{\Delta I_{\text{sr E (n)}}^2} = 2 \cdot q \cdot I_{E n} \cdot \Delta \omega. \quad (\text{P1.424b})$$

Kita vertus, per tiesioginę kryptimi (n–p–n atveju $U_{EB} < 0$) įjungtą emiterinę p–n sandūrą iš p– bazės į n– emiterį yra injektuojamos skylės ($\circ$) $\rightarrow$ 3, kurios n– emiterio srityje arba prie jo omino kontakto E rekombinuoja su elektronais ($\bullet$). Tai P1.128 pav. yra parodyta brūkšnine strėlyte 4. Šios skylės ($\circ$) $\rightarrow$ 3 n– emiterio srityje sukuria emiterio srovės I_E sandą $I_{E p}$, kuris, savo ruožtu, dėl jau minėto barjero sukuria šratinį triukšmą:

$$\overline{\Delta I_{\text{sr E (p)}}^2} = 2 \cdot q \cdot I_{E p} \cdot \Delta \omega, \quad (\text{P1.424c})$$

ir dėl rekombinacinio proceso 4 sukuria generacinį-rekombinacinį triukšmą:

$$\overline{\Delta U_{(\tau-g) E}^2} = S_{i(\tau-g)}(\omega) \cdot R_{E'E}^2 \cdot \Delta \omega, \quad (\text{P1.424d})$$

čia spektrinis tankis $S_{i(\tau-g)}$ yra apskaičiuojamas iš (P1.403).

Čia ir toliau nagrinėjant yra sąmoningai pasirenkami triukšmų užrašymo pavidalai – srovės arba įtampos triukšmų generatoriai. Akivaizdu, jog nuosekliai sujungtuose rezistoriuose, pavyzdžiui, rezistoriuose R_s ir $R_{E'E}$, ir triukšmus generuojantys fizikiniai procesai emiterio E srityje, šiluminius ir generacinį-rekombinacinį triukšmus yra patogiau vaizduoti lygiaverčiu įtampos triukšmų generatoriumi (P1.126 pav.), o šratinį triukšmą p–n sandūroje – lygiaverčiu srovės triukšmų generatoriumi (P1.127 pav.), nes jis yra šuntuojamas atitinkamos p–n sandūros diferencialine (difuzine) varža. Laikantis šių nuostatų, šiluminį triukšmą rezistoriuje R_s ir emiterio E srities varžoje $R_{E'E}$ išreiškiame taikydami Naikvisto formulę (P1.393) įtampos triukšmui:

$$\overline{\Delta U_{T R_s}}^2 = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_s \cdot \Delta \omega \quad \text{ir} \quad \overline{\Delta U_{T R_e}}^2 = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_{E'E} \cdot \Delta \omega. \quad (\text{P1.424e})$$

Visus šiuos triukšmus ekvivalentinėje dvipolio tranzistoriaus schemoje (P1.129 pav.) įskaitome atitinkamais lygiaverčiais triukšmų generatoriais $\Delta u_{trš 1}(t)$ ir $\Delta i_{trš 1}(t)$. Jų atitinkami dydžiai, taikant taisykles (P1.420) ir (P1.421), yra parašomi taip:

$$\begin{aligned} \Delta u_{trš 1}(t) &= [\overline{\Delta U_{(\tau-g)E}}^2 + \overline{\Delta U_{T R_s}}^2 + \overline{\Delta U_{T R_e}}^2]^{1/2} = \\ &= \{4 I_{E_p}^2 \cdot R_{E'E}^2 \cdot \Delta \omega \cdot \tau_{ef E} / [N_E (1 + \omega^2 \cdot \tau_{ef E}^2)] + 4 \cdot k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot (R_s + R_{E'E})\}^{1/2}, \end{aligned} \quad (\text{P1.425})$$

$$\Delta i_{trš 1}(t) = [\overline{\Delta I_{sr E(n)}}^2 + \overline{\Delta I_{sr E(p)}}^2]^{1/2} = [2 q I_E \Delta \omega]^{1/2}, \quad (\text{P1.426})$$

čia išraiškoje (P1.426) yra pasinaudota akivaizdžia lygybe $I_E = I_{E_n} + I_{E_p}$ (1.193).

Anksčiau parodėme, kad emiterio E efektyvumo koeficientas $\gamma_E \Rightarrow 1$ (1.197), nes to reikalauja efektyvi tranzistoriaus veika. Todėl $I_{E_p} / I_{E_n} \ll 1$ ir $I_{E_p} \ll I_E$. Kita vertus, ši sąlyga reiškia, jog n–emiterį legiruojančių priemaišų – donorų tankis $N_{d E}$ taip pat yra labai didelis: $N_E = 10^{19} - 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Todėl išraiškoje (P1.425) paprastumo dėlei pirmąjį narį galime atmesti ir turime apytikslę išraišką:

$$\Delta u_{trš 1}(t) \cong 2 \cdot [k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot (R_s + R_{E'E})]^{1/2}. \quad (\text{P1.427})$$

Čia reikia pasakyti, jog kai kada yra ryški atmestojo nario triukšmų įtaka suminiam tranzistoriaus triukšmui jo kolektoriuje K – išėjime. Tai siejama su blogu emiterio kontaktu E tarp metalo ir puslaidininkio, kuriame vyksta intensyvi skylių generacija ir paskui jų rekombinacija su emiterio n–srities elektronais. Todėl aprašant šį procesą, atmesti pirmojo nario išraiškoje (P1.425) negalima – jis yra paliekamas ir padauginamas iš emiterio omino kontakto E neidealumo koeficiento $\eta_E > 1$, čia koeficiento η_E tikroji vertė yra surandama eksperimentuojant.

Anksčiau parodėme, kad per tiesioginę kryptimi įjungtą emiterinę p–n sandūrą iš p–bazės į n–emiterį injektuojamos skylės (○) → 3 dėl krūvio neutralumo palaikymo sąlygos p–bazėje yra kompensuojamos kitomis skylėmis (○) → 5, kurios yra termoinjektuojamos iš bazės omino kontakto B į p–bazę. Šios skylės (○) → 5 sukuria bazės B srovės I_B sandą $I_{B_p} \equiv I_{E_p}$. Kita vertus, tam tikra dalis iš n–emiterio į p–bazę injektuotų elektronų (●) → 2 rekombinuoja su skylėmis (○) p–bazėje, tai P1.128 pav. yra parodyta brūkšnine strėlyte 6, ir šį procesą nusako pernašos koeficientas γ_B (1.200). Todėl, dėl krūvio neutralumo palaikymo sąlygos, iš bazės kontakto B į bazės p–sritį yra injektuojamas toks pat skaičius skylių (○) → 7, kurios sukuria bazės srovės I_B rekombinacinį sandą $I_{r B}$ (1.194). Šis srovės sandas savo ruožtu sukuria generacinį-rekombinacinį triukšmą $\overline{\Delta U_{(\tau-g)B}}^2 = S_{i(\tau-g)}(\omega) \cdot R_B^2 \cdot \Delta \omega$, čia spektrinis tankis $S_{i(\tau-g)}$ taip pat yra apskaičiuojamas iš (P1.403). Šį triukšmą ir bazės srities varžoje R_B generuojamą šiluminį triukšmą $\overline{\Delta U_{T R_B}}^2 = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_B \cdot \Delta \omega$ ekvivalentinėje dvipolio tranzistoriaus schemoje (P1.129 pav.) įskaitome lygiaverčiu įtampos triukšmų generatoriumi $\Delta u_{trš 2}(t)$ taip:

$$\begin{aligned} \Delta u_{trš 2}(t) &= [\overline{\Delta U_{(\tau-g)B}}^2 + \overline{\Delta U_{T R_B}}^2]^{1/2} = \\ &= \{4 I_{r B}^2 \cdot R_{B'B}^2 \cdot \Delta \omega \cdot \tau_{ef B} / [N_B (1 + \omega^2 \cdot \tau_{ef B}^2)] + 4 \cdot k \cdot T \cdot R_{B'B} \cdot \Delta \omega\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (\text{P1.428})$$

Išraiškoje (P1.428) pirmojo nario atmesti negalime, nes $I_B = I_{B_p} + I_{r B} - I_{s K}^*$ (1.195), ir kadangi srovės sandas $I_{B_p} \cong I_{s K}^*$, tai $I_{r B} \cong I_B$. Kita vertus, žinome, jog bazę legiruojančių priemaišų tankis $N_B \ll N_E$ ($N_B = 10^{16} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Todėl gautoje išraiškoje (P1.428) srovę $I_{r B}$ tolesniuose skaičiavimuose pakeičiame į bazės B srovę I_B . Tai susiję dar ir su tuo, jog BE schemoje tranzistoriaus bazės B srovė I_B yra įėjimo srovė. Todėl, nagrinėjant BE grandinės keliamų triukšmų koeficientą $K_{trš}$, bazės B srovę I_B įskaityti yra būtina.

Anksčiau, nagrinėjant fizikinius procesus dvipolio tranzistoriaus bazėje, buvo parodyta, jog iš emiterio E injektuotų elektronų (●) kuriamos srovės $I_{n(E)} = I_{E_n}$ sandas $I_{n(K)}$ yra proporcingas pernašos koeficientui γ_B (1.200) ($I_{n(K)} = \gamma_B \cdot I_{n(E)}$). Šios srovės sando $I_{n(K)}$

elektronai (●) → 8 pasiekia kolektorinę p–n sandūrą ir yra ekstrahuojami į kolektoriaus K sritį (●) → 9, kur sukuria kolektoriaus K srovės I_K sandą $I_{K\ n} = I_n(K) = I_K / \gamma_K$ (1.210). Šis srovės I_K sandas $I_{K\ n}$, dėl jo kelyje esančios p–n sandūros barjero sukuria šratinį triukšmą $\overline{\Delta I_{sr\ K\ (n)}}^2$:

$$\overline{\Delta I_{sr\ K\ (n)}}^2 = 2 \cdot q \cdot I_{K\ n} \cdot \Delta \omega. \quad (P1.428a)$$

Kita vertus, dvipolio tranzistoriaus normalioje veikoje kolektorinė p–n sandūra yra įjungta atgaline kryptimi, n–p–n atveju $U_{KB} > 0$. Todėl per ją teka atgalinė kolektoriaus K soties srovė $I_{s\ K}^*$, kurią nulemia šalia kolektorinės p–n sandūros nuskurdintos srities termiškai generuojami elektronai (●) → 10 p– bazėje ir skylės (○) → 11 n– kolektoriuje, taip pat šios p–n sandūros nuskurdintoje srityje termiškai generuojamos krūvininkų poros (●)-(○) → 12. Šis kolektoriaus K srovės I_K sandas $I_{s\ K}^*$ dėl jos kelyje esančios p–n sandūros barjero taip pat sukuria šratinį triukšmą $\overline{\Delta I_{sr\ K\ (s)}}^2$:

$$\overline{\Delta I_{sr\ K\ (s)}}^2 = 2 \cdot q \cdot I_{s\ K}^* \cdot \Delta \omega. \quad (P1.428b)$$

Šiuos abejus triukšmus ekvivalentinėje dvipolio tranzistoriaus schemoje (P1.129 pav.) įskaitome lygiaverčiu srovės triukšmų generatoriumi $\Delta i_{trš\ 2}(t)$:

$$\Delta i_{trš\ 2}(t) = [\overline{\Delta I_{sr\ K\ (n)}}^2 + \overline{\Delta I_{sr\ K\ (s)}}^2]^{1/2} = [2 \cdot q \cdot I_K \cdot \Delta \omega]^{1/2}, \quad (P1.429)$$

čia yra padarytas akivaizdus pakeitimas $I_K = I_{K\ n} + I_{s\ K}^*$.

Anksčiau, nagrinėdami p–n sandūrą, parodėme, jog atgalinei įtampai p–n sandūroje pasiekus tam tikrą – didžiausiąją vertę $|U_{max}|$, įvyksta p–n sandūros griūtinis pramušimas. Šį reiškinį nusakome griūties didėjimo faktoriumi M (1.62). Todėl, jei būtina, šio reiškinio įtaką tranzistoriaus triukšmų koeficientui $K_{trš}$ įvertiname taip – išraiškoje (P1.429) kolektoriaus K srovę I_K padauginame iš griūties didėjimo faktoriaus M : $I_K \rightarrow I_K \cdot M$.

Šiluminį triukšmą $\overline{\Delta U_{T\ Rk}}^2 = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_{K'K} \cdot \Delta \omega$ kolektoriaus K srities varžoje $R_{K'K}$ (jei būtina ir apkrovoje $R_a \Rightarrow \overline{\Delta U_{T\ Ra}}^2 = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_a \cdot \Delta \omega$) ekvivalentinėje dvipolio tranzistoriaus schemoje (P1.129 pav.) įskaitome lygiaverčiu įtampos triukšmų generatoriumi $\Delta u_{trš\ 3}(t)$:

$$\Delta u_{trš\ 3}(t) = [\overline{\Delta U_{T\ Rk}}^2 + \overline{\Delta U_{T\ Ra}}^2]^{1/2} = 2 \cdot [k \cdot T \cdot \Delta \omega (R_{K'K} + R_a)]^{1/2}. \quad (P1.430)$$

Lygiaverčio įtampos triukšmų generatoriaus $\Delta u_{trš\ 1}(t)$ (P1.129 pav.) kuriama triukšmų srovė $\Delta i_1(t)$ teka tranzistoriaus emiterio E ir bazės B grandine, nes tariame, kad kolektorinės p–n sandūros diferencialinė varža $r_{KB} \Rightarrow \infty$ (1.128). Taigi iš Omo dėsnio visai šiai grandinei ir išraiškos (P1.427) randame:

$$\begin{aligned} \Delta i_1 &= \Delta u_{trš\ 1} / (R_s + R_{E'E} + r_{EB\ b} + R_{B'B}) = \\ &= 2 \cdot [k \cdot T \cdot \Delta \omega (R_s + R_{E'E})]^{1/2} / (R_s + R_{E'E} + r_{EB\ b} + R_{B'B}). \end{aligned} \quad (P1.431)$$

Srovė Δi_1 yra tiesiogine kryptimi įjungtos emiterinės p–n sandūros difuzinės srovės $I_{dif\ E}$ sandas (dvipolio tranzistoriaus ekvivalentinėje schemoje (P1.129 pav.) šią srovę atitinka srovė, tekanti rezistoriumi $r_{EB\ b}$) ir todėl ji sužadina ekvivalentinį srovės generatorių ($\alpha \cdot I_{dif\ E}$), kuris, savo ruožtu, bazės-kolektoriaus išėjimo grandinėje sukuria srovę $\Delta I_{1,2} = \alpha(\omega) \cdot \Delta i_1$, o kartu ir apkrovoje R_a sukuria triukšmų srovės dispersiją $\overline{\Delta I_{1,2}}^2$:

$$\overline{\Delta I_{1,2}}^2 = 4 \cdot \alpha^2(\omega) \cdot k \cdot T \cdot \Delta \omega (R_s + R_{E'E}) / (R_s + R_{E'E} + r_{EB\ b} + R_{B'B})^2. \quad (P1.432)$$

Lygiaverčio srovės triukšmų generatoriaus $\Delta i_{trš\ 1}(t)$ (P1.129 pav.) kuriama triukšmų srovė $\Delta i_2(t)$ teka dviem lygiagrečiai sujungtomis grandinėmis – per diferencialinę varžą $r_{EB\ b}$ ir per nuosekliai sujungtus rezistorius $R_{E'E}$, R_s ir $R_{B'B}$. Todėl, pasinaudoję Kirchhofo taisyklėmis ir (P1.425), randame per rezistorių $r_{EB\ b}$ tekančios srovės Δi_2 sandą $\Delta i_{2\ e}$, kuris išėjimo grandinės apkrovoje R_a sukuria srovės $\Delta I_3 = \alpha(\omega) \cdot \Delta i_{2\ e}$ triukšmų dispersiją $\overline{\Delta I_3}^2$:

$$\overline{\Delta I_3^2} = 2 \cdot \alpha^2(\omega) \cdot q \cdot I_E \cdot \Delta \omega [\gamma_{ER} / (1 + \gamma_{ER})]^2, \quad (P1.433)$$

čia: $\gamma_{ER} = (R_s + R_{E'E} + R_{B'B}) / r_{EBb}$ – srovės Δi_2 persiskirstymo koeficientas.

Iš diferencialinės varžos r_{EBb} išraiškos (1.125) matome: didėjant emiterio E srovei $I_E > 1$ mA, varža r_{EBb} eksponentiškai mažėja, ir todėl artėja prie nulio. Dėl to, kai $r_{EBb} \Rightarrow 0$, koeficientas $\gamma_{ER} \Rightarrow \infty$ ir išraiškos (P1.433) paskutinis laužtiniuose skliaustuose esantis narys artėja prie vieneto. Todėl tolesniuose skaičiavimuose šį narį laikysime lygiu vienetui.

Lygiaverčio įtampos triukšmų generatoriaus $\Delta u_{trš 2}(t)$ (P1.129 pav.) kuriama triukšmų srovė $\Delta i_3(t)$ teka bazės–emiterio grandine, nes ir toliau laikome, kad $r_{KBb} \Rightarrow \infty$ (1.128).

Taigi, iš Omo dėsnio visai bazės–emiterio grandinei ir iš (P1.428) randame:

$$\begin{aligned} \Delta i_3 &= \Delta u_{trš 2} / (R_s + R_{E'E} + r_{EBb} + R_{B'B}) = \\ &= \{4 \cdot I_B^2 \cdot R_{B'B}^2 \cdot \Delta \omega \cdot \tau_{efB} / [N_B \cdot (1 + \omega^2 \cdot \tau_{efB}^2)] + \\ &\quad + 4 \cdot k \cdot T \cdot R_{B'B} \cdot \Delta \omega\}^{1/2} / (R_s + R_{E'E} + r_{EBb} + R_{B'B}). \end{aligned} \quad (P1.434)$$

Triukšmo srovė Δi_3 yra emiterinės p–n sandūros difuzinės srovės I_{difE} sandas – srovė, tekanti rezistoriumi r_{EBb} , ir todėl yra žadinamas ekvivalentinis srovės generatorius ($\alpha \cdot I_{difE}$), kuris, savo ruožtu, bazės–kolektoriaus išėjimo grandinėje sukuria srovę $\Delta i_4 = \alpha(\omega) \cdot \Delta i_3$, o kartu ir apkrovoje R_a triukšmų srovės dispersiją $\overline{\Delta I_4^2}$:

$$\begin{aligned} \overline{\Delta I_4^2} &= \alpha^2(\omega) \cdot \{4 \cdot I_B^2 \cdot R_{B'B}^2 \cdot \Delta \omega \cdot \tau_{efB} / [N_B \cdot (1 + \omega^2 \cdot \tau_{efB}^2)] + \\ &\quad + 4 \cdot k \cdot T \cdot R_{B'B} \cdot \Delta \omega\} / (R_s + R_{E'E} + r_{EBb} + R_{B'B})^2. \end{aligned} \quad (P1.435)$$

Lygiaverčio srovės triukšmų generatoriaus $\Delta i_{trš 2}(t)$ (P1.129 pav.) kuriama triukšmų srovė $\Delta i_4(t)$ taip pat persiskirsto į dvi lygiagrečiai sujungtas grandines – emiterio E grandinę per diferencialinę varžą r_{EBb} ir bazės B grandinę per varžą $R_{B'B}$. Todėl, pasinaudoję Kirchhofo taisyklėmis ir išraiška (P1.429), randame tekančios per rezistorių r_{EBb} srovės Δi_4 sandą Δi_{4e} , kuris išėjimo grandinės apkrovoje R_a sukuria srovės $\Delta i_5 = \alpha(\omega) \cdot \Delta i_{4e}$ triukšmų dispersiją $\overline{\Delta I_5^2}$:

$$\overline{\Delta I_5^2} = 2 \cdot \alpha^2(\omega) \cdot q \cdot I_K \cdot \Delta \omega [\gamma_{KR} / (1 + \gamma_{KR})]^2, \quad (P1.436)$$

čia:

$$\gamma_{KR} = R_{B'B} / (R_s + R_{E'E} + r_{EBb}), \quad (P1.436a)$$

srovės Δi_4 persiskirstymo koeficientas.

Kita vertus, lygiaverčio srovės triukšmų generatoriaus $\Delta i_{trš 2}(t)$ kuriama srovė $\Delta i_4(t)$ teka betarpiškai per apkrovą R_a , ir todėl joje sukuria triukšmų srovės dispersiją $\overline{\Delta I_6^2}$:

$$\overline{\Delta I_6^2} = 2 \cdot q \cdot I_K \cdot \Delta \omega \quad (P1.437)$$

Iš diferencialinės varžos r_{KBb} išraiškos (1.127) matome, jog atgaline kryptimi (n–p–n atveju $U_{KB} > 0$) įjungtoje kolektorinėje p–n sandūroje varžos r_{KBb} vertė artėja į begalybę. Todėl tranzistoriaus kolektoriaus–bazės išėjimo grandinėje lygiaverčio įtampos triukšmų generatoriaus $\Delta u_{trš 3}(t)$ (P1.129 pav.) kuriama srovė $\Delta i_5(t) \Rightarrow 0$, ir todėl jos sukuriamų triukšmų srovės dispersija $\overline{\Delta I_7^2} \Rightarrow 0$. Taigi, esant žemiems ir vidutiniams dažniams $\omega \leq 3$ MHz, lygiaverčio įtampos triukšmų generatoriaus $\Delta u_{trš 3}(t)$ kuriamų triukšmų galima nepaisyti. Kai dažniai ω yra aukšti ir labai aukšti – $\omega \geq 3$ MHz, pasireiškia kolektorinės p–n sandūros barjerinės talpos C_{KB} (1.76 pav.) įtaka, kuri nagrinėjamoje ekvivalentinėje scheme (P1.129 pav.) neparodyta. Šiuo atveju kolektoriaus–bazės išėjimo grandinėje lygiaverčio įtampos triukšmų generatoriaus $\Delta u_{trš 3}(t)$ kuriama srovė $\Delta i_5(t) \neq 0$, ir ši srovė teka per kondensatoriaus C_{KB} talpinę varžą $Z_{C_{KB}} = 1/(\omega \cdot C_{KB})$. Taip pat iš 1.76 pav. matome, jog kondensatoriaus C_{KB} talpinė srovė $\Delta i_5(t)$ yra perskirstoma į dvi lygiagrečiai sujungtas grandines – emiterio E grandinėje per diferencialinę varžą r_{EBb} , ir bazės B grandinėje per

varžą $R_{B'B}$. Per varžą r_{EBb} tekantis srovės Δi_5 sandas Δi_5 e jau aprašytu būdu patenka į išėjimo grandinės apkrovą R_a ir joje sukuria srovės $\Delta I_7 = \alpha(\omega) \cdot \Delta i_5$ e triukšmų dispersiją $\overline{\Delta I_7^2}$. Akivaizdu, kad šiuo atveju triukšmų srovės dispersijos $\overline{\Delta I_7^2}$, o kartu ir triukšmų galios spektrinio tankio $S_{i(7)}$ dažninė priklausomybė skiriasi nuo lygiaverčio įtampos triukšmų generatoriaus $\Delta u_{trš3}(t)$ dažnių spektro. Atlikę skaičiavimus randame triukšmų srovės dispersijos $\overline{\Delta I_7^2}$ išraišką:

$$\begin{aligned} \overline{\Delta I_7^2} = & 4 \cdot \alpha^2(\omega) \cdot k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot (R_{K'K} + R_a) \cdot (R_s + R_{E'E} + r_{EBb} + R_{B'B})^2 \cdot [\gamma_{KR} / (1 + \gamma_{KR})]^2 / \\ & / [(R_{K'K} + R_a) \cdot (R_s + R_{E'E} + r_{EBb} + R_{B'B}) + R_{B'B} \cdot (R_s + R_{E'E} + r_{EBb}) + \\ & + (R_s + R_{E'E} + r_{EBb} + R_{B'B}) / (\omega \cdot C_{KB})]^2. \end{aligned} \quad (P1.438)$$

Kita vertus, lygiaverčio įtampos triukšmų generatoriaus $\Delta u_{trš3}(t)$ kuriama triukšmų srovė $\Delta i_5(t)$ teka betarpiškai ir per apkrovą R_a , ir todėl joje sukuria triukšmų srovės dispersiją $\overline{\Delta I_8^2}$:

$$\begin{aligned} \overline{\Delta I_8^2} = & 4 \cdot k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot (R_{K'K} + R_a) \cdot (R_s + R_{E'E} + r_{EBb} + R_{B'B})^2 / \\ & / [(R_{K'K} + R_a) \cdot (R_s + R_{E'E} + r_{EBb} + R_{B'B}) + R_{B'B} \cdot (R_s + R_{E'E} + r_{EBb}) + \\ & + (R_s + R_{E'E} + r_{EBb} + R_{B'B}) / (\omega \cdot C_{KB})]^2. \end{aligned} \quad (P1.439)$$

Iš (P1.432) surandame įėjimo signalo U_{in} šaltinio $u_s(t)$ vidaus varžos R_s kurių triukšmų srovės dispersiją $\overline{\Delta I_1^2}$ apkrovoje R_a :

$$\overline{\Delta I_1^2} = 4 \cdot \alpha^2(\omega) \cdot k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot R_s / (R_s + R_{E'E} + r_{EBb} + R_{B'B})^2. \quad (P1.440)$$

Iš išraiškų (P1.432), (P1.433), (P1.435)–(P1.440) į (P1.424) įstatę triukšmo srovių Δi_i dispersijų $\overline{\Delta I_i^2}$ išraiškas, čia $i = 1, 2, \dots, 8$, randame į BB schemą įjungto dvipolio tranzistoriaus triukšmų koeficientą $K_{trš}$:

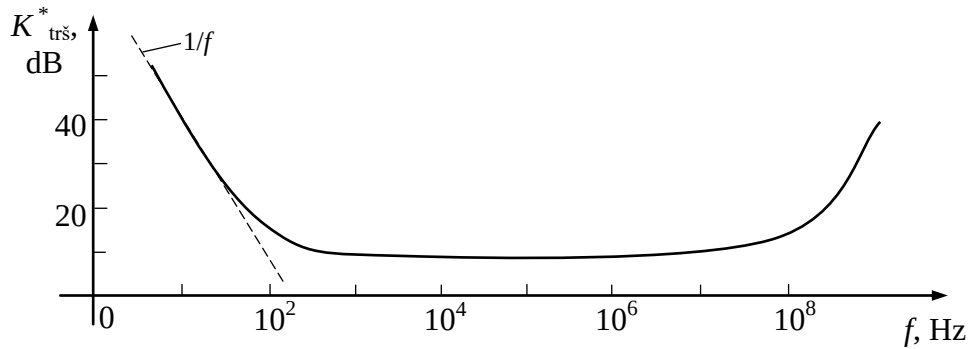
$$\begin{aligned} K_{trš} \cong & 1 + R_{B'B} / R_s + I_{E'E} \cdot (R_s + R_{B'B})^2 / \{2 \cdot \varphi_T \cdot R_s \cdot [1 + 1/\alpha(\omega)]\} + \\ & + \alpha(\omega) \cdot I_E \cdot R_{B'B}^2 / (2 \cdot \varphi_T \cdot R_s) + [1 - \alpha(\omega)]^2 \cdot I_E^2 \cdot R_{B'B}^2 \cdot \tau_{efB} / \\ & / [k \cdot T \cdot N_B \cdot R_s \cdot (1 + \omega^2 \cdot \tau_{efB}^2)] + R_a \cdot \{R_{B'B}^2 + (R_s + R_{B'B})^2 / \alpha^2(\omega)\} / \\ & / \{R_s \cdot [R_a + R_s \cdot R_{B'B} / (R_s + R_{B'B}) + 1 / (\omega \cdot C_{KB})]^2\} + A^* / \omega^\gamma, \end{aligned} \quad (P1.441)$$

čia, siekiant supaprastinti gautą išraišką, varžų sumose atmetos varžos $R_{E'E}$, $R_{K'K}$ ir r_{EBb} , nes dažniausiai yra tenkinamos sąlygos: $R_{E'E} \approx R_{K'K} \ll R_{B'B}$, taip pat $r_{EBb} \ll R_{B'B}$, kai $I_E > 1$ mA, ir čia taip pat pasinaudojome anksčiau pateiktomis tapatybėmis: $\varphi_T = k \cdot T / q$, $I_K = \alpha(\omega) \cdot I_E$, $I_K = \beta(\omega) \cdot I_B$ ir $\beta(\omega) = \alpha(\omega) / [1 - \alpha(\omega)]$, o gautos išraiškos (P1.441) pabaigoje, siekiant vertės $K_{trš}$ patikslinimo, yra pridėtas $1/f$ triukšmą aprašantis papildomas narys A^* / ω^γ (P1.404).

Akivaizdu, kad visiškai tokiu pat būdu triukšmų koeficientas $K_{trš}$ yra išvedamas ir tranzistoriaus jungimo į BE grandinę atveju. Tam užtenka P1.129 pav. parodytoje tranzistoriaus ekvivalentinėje schemoje srovės generatorių ($\alpha \cdot I_{difE}$) pakeisti į ($\beta \cdot I_B$). Šiuo atveju gaunama triukšmų koeficiento $K_{trš}$ išraiška mažai skiriasi nuo (P1.441), ir iš čia darome išvadą, kad dvipolio tranzistoriaus keliama triukšmai beveik nepriklauso nuo jo jungimo schemos, ir todėl gauta triukšmų koeficiento $K_{trš}$ išraiška (P1.441) yra universali.

Iš (P1.441) apskaičiuota triukšmų koeficiento $K_{trš}$ priklausomybė nuo dažnio ω yra parodyta P1.130 pav., kur koeficiento $K_{trš}$ santykinės vertės yra pateiktas decibelais dB – $K_{trš}^* = 10 \cdot \lg K_{trš}$.

Iš P1.130 pav. pateiktos priklausomybės $K_{trš}^*(\omega)$ matome, kad esant žemiems dažniams $\omega \leq 1$ kHz, triukšmai labai didėja, kai $\omega \Rightarrow 0$. Ši priklausomybė yra nulemta $1/f$ triukšmo (paskutinis išraiškos (P1.441) narys). Esant aukštiems dažniams $\omega \geq 1$ MHz,



P1.130 pav. Iš (P1.441) apskaičiuota dvipolio tranzistoriaus triukšmų koeficiento $K_{\text{trš}}$ priklausomybė nuo dažnio ω , čia $K_{\text{trš}}^* = 10 \cdot \lg K_{\text{trš}}$ [dB]

triukšmų didėjimas priklauso nuo išraiškos (P1.441) narių, kurie yra atvirkščiai proporcingi koeficientui $\alpha(\omega)$, ir nario, kuris yra proporcingas dydžiui $[1 - \alpha(\omega)]$, nes didėjant dažniui ω , koeficientas $\alpha(\omega)$ mažėja (1.237). Kita vertus, kai dažniai aukšti, triukšmų koeficiento $K_{\text{trš}}$ vertės papildomą didėjimą lemia priešpaskutinis išraiškos (P1.441) narys, kuris yra atvirkščiai proporcingas dydžiui $1/(\omega \cdot C_{\text{KB}})$ – kolektorinės p–n sandūros barjerinės talpos C_{KB} varža. Iš gautos išraiškos (P1.441) taip pat matome stiprią triukšmų koeficiento $K_{\text{trš}}$ priklausomybę nuo emiterio E srovės I_E (arba bazės B srovės I_B BE schemeje) ir įėjimo signalo U_{in} šaltinio $u_s(t)$ vidaus varžos R_s , taip pat nuo varžų $R_{B'B}$ ir R_a . Čia reikia atkreipti dėmesį, kad nagrinėjant priklausomybę $K_{\text{trš}}(I_E, B)$, yra būtina įskaityti bazės B srities varžos $R_{B'B}$ ir koeficiento α priklausomybes nuo srovių I_E, B, K (1.73 pav.). Anksčiau parodėme, jog didėjant srovei I_E , bazės B srities varža $R_{B'B}$ mažėja dėl injektuotų į bazę šalutinių krūvininkų, nes dėl krūvio neutralumo sąlygos išlaikymo tokiu pat kiekiu padidėja pagrindinių krūvininkų tankis joje. Šias priklausomybes teoriniame modelyje galima įskaityti tokio pavidalo aproksimacinėmis išraiškomis:

$$\alpha(I_E) = \alpha_o \cdot [1 - \exp(-I_E / I_{E\alpha}^*)], \quad (\text{P1.441a})$$

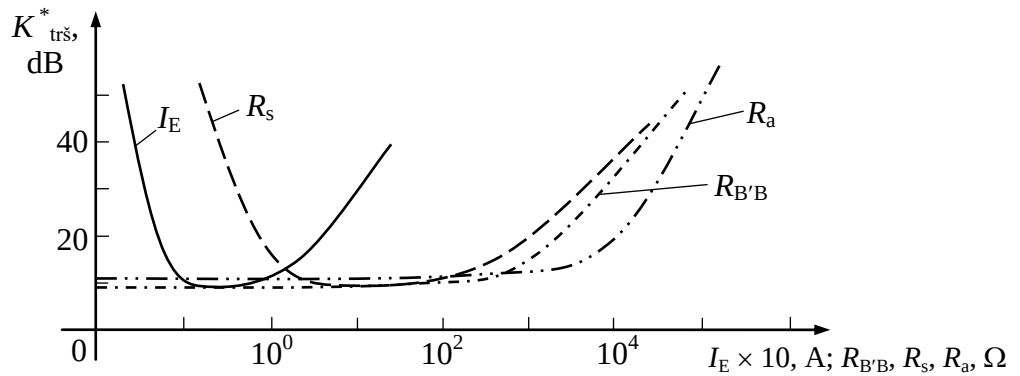
mažų ir vidutinių emiterio E srovių diapazone, kai $I_E \leq 10 \text{ mA}$, ir:

$$R_{B'B}(I_E) = R_{B'B o} / (1 + I_E / I_{E\text{RB}}^*), \quad (\text{P1.441b})$$

čia: $R_{B'B o} = R_{B'B}$, kai emiterio E srovė $I_E \Rightarrow 0$, o $I_{E\alpha}^*$ ir $I_{E\text{RB}}^*$ yra srovių koeficientai, nustatomi eksperimentu (dažniausiai jų vertės yra artimos emiterinės p–n sandūros atgalinei srities srovei I_{sE}^* (1.112)).

Taikant aproksimacijas (P1.441a, b), iš (P1.441) apskaičiuotos triukšmų koeficiento $K_{\text{trš}}$ priklausomybės nuo parametrų $I_E, K, R_{B'B}, R_s$ ir R_a , kai dažnis ω yra intervale $\Delta\omega = 2 \cdot \pi \cdot (10^4 - 10^6) \text{ Hz}$ (P1.130 pav.), yra parodytos P1.131 pav.

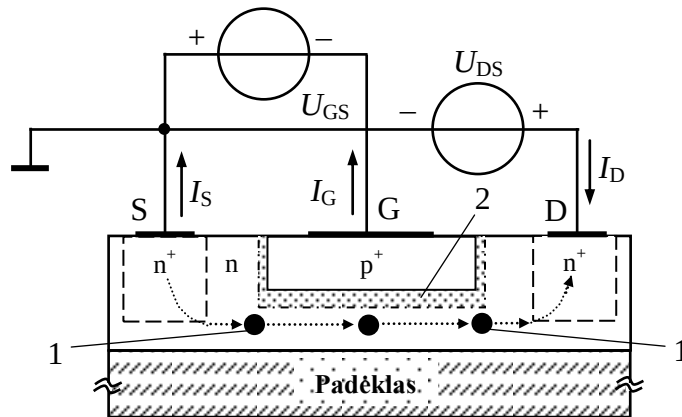
P1.131 pav. pateiktose $K_{\text{trš}}(I_E)$ priklausomybėse triukšmų koeficiento $K_{\text{trš}}$ didėjimą mažėjant I_E mažų emiterio srovių I_E srityje, kai $I_E \leq 10 \text{ mA}$, lemia koeficiento $\alpha(I_E)$ priklausomybės pobūdis (1.73 pav.) atitinkamuose išraiškos (P1.441) nariuose, proporcinguose atitinkamiems dydžiams $1/\alpha(I_E)$ ir $[1 - \alpha(I_E)]$. Iš P1.131 pav. pateiktų $K_{\text{trš}}(I_E)$ grafikų taip pat matome, jog parenkant srovės I_E vertę, bei įėjimo signalo U_{in} šaltinio $u_s(t)$ vidaus varžos R_s vertę, galima pasiekti tranzistorinės stiprinimo pakopos triukšmų koeficiento $K_{\text{trš}}$ minimalią vertę $K_{\text{trš min}}$. Iš ten taip pat matome, kad yra būtina kuo labiau mažinti dvipolio tranzistoriaus bazės srities varžą $R_{B'B}$, o tai neprieštarauja anksčiau parodytai įtakai (1.231) ir (1.232), bei tranzistoriaus greitaveikai BE schemeje jį valdant įtampos šaltiniu $|U_{\text{in}}| = \text{const}$. Todėl varžos $R_{B'B}$ vertė, kartu su C_{KB} verte yra labai svarbūs dvipolio tranzistoriaus parametrai ir yra būtina juos visokeriopai mažinti.



P1.131 pav. Iš (P1.441) apskaičiuotos dvipolio tranzistoriaus triukšmų koeficiento $K_{trš}$ priklausomybės nuo parametrų I_E , $R_{B'B}$, R_s ir R_a , kai dažnis ω yra intervale $\Delta\omega = 2 \cdot \pi \cdot (10^4 - 10^6)$ Hz (P1.130 pav.), čia skaičiavimuose yra panaudotos aproksimacinės išraiškos (P1.441a, b), o $K_{trš}^* = 10 \cdot \lg K_{trš}$

P1.3. Vienpolio (lauko) tranzistoriaus triukšmai

Vienpolio tranzistoriaus triukšmų koeficiento $K_{trš}$ matematinė išraiška yra randama taikant anksčiau aprašytą metodiką dvipolio tranzistoriaus atveju. Tam pasinaudosime anksčiau aprašytais sandūrinio atidarytojo n– kanalo vienpolio tranzistoriaus struktūrinio darinio pjūviu ir jo ekvivalentine schema bendros ištakos (BI) jungimo grandinėje, parodytais atitinkamai 1.101 pav. ir 1.109 pav. Nagrinėjamo sandūrinio atidarytojo n– kanalo vienpolio tranzistoriaus struktūrinis darinys, laisvųjų krūvininkų – elektronų (●) judėjimo kryptys ir jų sukurtų srovių lemiami triukšmai yra parodyti P1.132 pav.



P1.132 pav. Nagrinėjamo sandūrinio atidarytojo n– kanalo vienpolio tranzistoriaus struktūrinis darinys, krūvininkų – elektronų (●) judėjimo kryptys ir jų sukurtų srovių lemiami triukšmai

P1.133 pav. yra parodyta ekvivalentinė vienpolio tranzistoriaus schema BI jungimo grandinėje, kuri yra papildyta įvairių triukšmų šaltinių atitinkamais lygiaverčiais triukšmų generatoriais, įėjimo signalo $u_s(t)$ šaltiniu, kurio vidaus varža R_s , ir apkrovos rezistoriumi R_a santakos D – išėjimo grandinėje.

Išnagrinėsime judančių krūvininkų kuriamas sroves ir jų keliamus triukšmus vienpolio tranzistoriaus darinyje, parodytame P1.132 pav.

Iš ištakos n⁺– srities omino kontakto S termoinjektuoti elektronai (●) → 1 kanalo srityje, kai $U_{DS} > 0$, dreifuoja link santakos n⁺– srities omino kontakto D ir per jį išorinėje santakos grandinėje sukuria vienodo dydžio, kai $\omega \Rightarrow 0$, santakos D ir ištakos S atitinkamas

VACH pradinėje dalyje, kurioje $U_{DS} \leq U_k$:

$$\overline{\Delta I_{T(k)}}^2 = S_i \cdot \Delta \omega = 4 \cdot k \cdot T \cdot \{2 \cdot |U_k| \cdot I_{D \max} \cdot (1 - |U_{DS}|/|U_k|)/U_s^2 + I_k/[2 \cdot |U_k| \cdot (1 - |U_{DS}|/|U_k|)]\} \cdot \Delta \omega. \quad (P1.445)$$

Iš (P1.445) kyla akivaizdi išvada: kai įtampa $U_{DS} \Rightarrow U_k$ – kanalas yra visiškai „uždaromas“, vienpolio tranzistoriaus kanalo varžos R_k generuojamas šiluminis triukšmas labai stipriai padidėja ir teoriškai artėja prie ∞ , nes $R_k \Rightarrow \infty$. Todėl pirmosios stiprinimo pakopos lauko tranzistoriaus veikos taškas $\{U_{DS}, I_D\}$ turėtų būti jo išėjimo VACH pradinėje srityje. Tačiau anksčiau parodėme, jog šioje srityje vienpolio tranzistoriaus įtampos stiprinimo koeficientas K_u (1.297) labai sumažėja (1.96 pav., b) ir tampa mažesnis už vienetą ($K_u \leq 1$). Todėl lauko tranzistoriaus veikos taškui $\{U_{DS}, I_D\}$ esant išėjimo VACH sąsmaukos srityje, kurioje įtampa $U_{DS} \geq U_k$ ir $I_D(U_{DS})|_{U_{GS} = \text{const}} \cong \text{const}$, išraiška (P1.445) nėra taikoma. Šiuo atveju vienpolio tranzistoriaus uždaryto kanalo generuojamas šiluminis triukšmas $\overline{\Delta I_{T(k)}}^2$ yra išreiškiamas taip:

$$\overline{\Delta I_{T(k)}}^2 = B^* \cdot 4 \cdot k \cdot T \cdot S \cdot \Delta \omega, \quad (P1.446)$$

čia: S – statusas (1.282), B^* – koeficientas, nustatomas eksperimentais.

Pažvelgę į anksčiau aprašytas įvairių vienpolių tranzistorių darinių konstrukcijas (1.101 pav., 1.102 pav., 1.104 pav., 1.108 pav., 1.119 pav.) matome, jog kanalas (ir ypač kai „uždarytas“) yra šalia ribos tarp puslaidininkio ir izoliatoriaus (dielektriko) – padėklo. Todėl čia vyksta gana intensyvi pagrindinių krūvininkų kanale sąveika su įvairių priemaišinių atomų jonais ir kitais liktiniais defektais puslaidininkio ir dielektriko paviršių sąlyčio plokštumose. Todėl atsiranda pagrindinių krūvininkų – n – kanale elektronų tankio n_k kanale fliktuacijų Δn_k , kurių generuojamą triukšmą $\overline{\Delta I_{T(k)}}^2$ tranzistoriaus kanale galima aprašyti analogiškai srovės rekombinacinio-generacinio triukšmo išraiškai (P1.403):

$$\overline{\Delta I_{T(k)}}^2 = 4 \cdot I_k^2 \cdot \tau_{ef(k)} \cdot \Delta \omega / \{N_k^* \cdot [1 + (\omega \cdot \tau_{ef(k)})^2]\}, \quad (P1.447)$$

čia: $\tau_{ef(k)}$ – pagrindinių krūvininkų efektyvioji pagavimo trukmė „uždarytame“ kanale; N_k^* – įvairių priemaišinių atomų jonų ir kitų liktinių defektų tankis puslaidininkio ir dielektriko sąlyčio paviršių plokštumose, patenkančiose į „uždarytą“ kanalo sritį.

Visi jau aprašyti ir kiti šiluminiai triukšmai vienpolio tranzistoriaus atitinkamų sričių ominėse varžose bei jungimo schemas grandinės rezistoriuose R_s ir R_a yra įskaityti ekvivalentinėje schemoje (P1.133 pav.) atitinkamais lygiaverčiais triukšmų generatoriais.

Vienpolio tranzistoriaus atitinkamų puslaidininkinių sričių ominės varžas aprašantys rezistoriai $R_{S'S}$, $R_{G'G}$ ir įėjimo signalo $u_s(t)$ įtampos šaltinio vidaus varža R_s sukuria šiluminius triukšmus:

$$\overline{\Delta U_{T R_s}}^2 = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_{S'S} \cdot \Delta \omega, \quad \overline{\Delta U_{T R_{G'}}}^2 = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_{G'G} \cdot \Delta \omega \quad \text{ir} \quad \overline{\Delta U_{T R_s}}^2 = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_s \cdot \Delta \omega. \quad (P1.447a)$$

Šiluminiai triukšmai (P1.447a) ekvivalentinėje schemoje (P1.133 pav.) yra įskaityti lygiaverčiu įtampos triukšmų generatoriumi $\Delta u_{trš 1}(t)$:

$$\Delta u_{trš 1}(t) = (\overline{\Delta U_{T R_s}}^2 + \overline{\Delta U_{T R_{G'}}}^2 + \overline{\Delta U_{T R_s}}^2)^{1/2} = 2 \cdot [k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot (R_s + R_{S'S} + R_{G'G})]^{1/2}. \quad (P1.448)$$

Užtūros G atgalinės soties srovės $I_{s G}$ generuojamas srovės šratinis triukšmas $\overline{\Delta I_{s r I_{G_s}}}$ lauko tranzistoriaus ekvivalentinėje schemoje (P1.133 pav.) yra įskaitytas lygiaverčiu srovės triukšmų generatoriumi $\Delta i_{trš 1}(t)$:

$$\Delta i_{trš 1}(t) = (2 \cdot q \cdot I_{s G} \cdot \Delta \omega)^{1/2}. \quad (P1.449)$$

Vienpolio tranzistoriaus „uždaryto“ kanalo generuojamas šiluminis triukšmas $\overline{\Delta I_{T(k)}}^2$ ir srovės I_k rekombinacinis-generacinis triukšmas $\overline{\Delta I_{T(k)}}^2$ ekvivalentinėje schemoje (P1.133 pav.) yra įskaityti lygiaverčiu srovės triukšmų generatoriumi $\Delta i_{trš 2}(t)$:

$$\Delta i_{trš 2}(t) = (\overline{\Delta I_{T(k)}}^2 + \overline{\Delta I_{T(k)}}^2)^{1/2} =$$

$$= 2 \cdot \{ \Delta \omega \{ B^* \cdot k \cdot T \cdot S + I_k^2 \cdot \tau_{\text{ef}(k)} / \{ N_k^* [1 + (\omega \cdot \tau_{\text{ef}(k)})^2] \} \} \}^{1/2}. \quad (\text{P1.450})$$

Lauko tranzistoriaus santakos D puslaidininkinės pasyviosios srities – omino kontakto n^+ – srities varžos $R_{D'D}$ ir, esant reikalui, apkrovos rezistoriaus R_a generuojami šiluminiai triukšmai atitinkamai yra:

$$\overline{\Delta U_{T R D}}^2 = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_{D'D} \cdot \Delta \omega \quad \text{ir} \quad \overline{\Delta U_{T R a}}^2 = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_a \cdot \Delta \omega. \quad (\text{P1.451})$$

Šiluminiai triukšmai (P1.451) ekvivalentinėje schemoje (P1.133 pav.) yra įskaityti lygiaverčiu įtampos triukšmų generatoriumi $\Delta u_{\text{trš } 2}(t)$ taip:

$$\begin{aligned} \Delta u_{\text{trš } 2}(t) &= (\overline{\Delta U_{T R D}}^2 + \overline{\Delta U_{T R a}}^2)^{1/2} = \\ &= 2 \cdot [k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot (R_{D'D} + R_a)]^{1/2}. \end{aligned} \quad (\text{P1.451})$$

Paprastumo dėlei tarsime, kad apkrovos rezistorius R_a yra idealus – nesukelia šiluminių triukšmų. Tokiu atveju lauko tranzistoriaus išėjime – santakoje D suminio triukšmo galios $P_{\text{trš iš}}$ sandus $P_{\text{trš}(n)}$ iš galima parašyti šiuo pavidalu:

$$P_{\text{trš}(n) \text{ iš}} = \overline{\Delta U_n}^2 / R_a, \quad (\text{P1.452})$$

ir iš čia, bei (P1.422), randame:

$$K_{\text{trš}} = \left(\sum_{n=1}^N \overline{\Delta U_n}^2 \right) / (K_p \cdot \overline{\Delta U_{\text{in}}}^2) = 1 + \left(\sum_{n=2}^N \overline{\Delta U_n}^2 \right) / \overline{\Delta U_1}^2, \quad (\text{P1.453})$$

čia: $\overline{\Delta U_1}^2 = K_p \cdot \overline{\Delta U_{\text{in}}}^2$ – išėjimo įtampos $u_{\text{iš}}(t)$ triukšmas tranzistoriaus apkrovoje R_a , generuojamas įėjimo signalo $u_s(t)$ įtampos šaltinio vidaus varžos R_s , kuri kartu yra vienas iš suminės triukšmo įtampos $\overline{U_{\Sigma}}^2$ tranzistoriaus išėjime – apkrovoje R_a sandų:

$$\overline{U_{\Sigma}}^2 = \sum_{n=1}^N \overline{\Delta U_n}^2. \quad (\text{P1.453a})$$

Iš (P1.453) matome: norint apskaičiuoti vienpolio tranzistoriaus triukšmų koeficientą $K_{\text{trš}}$, pakanka apskaičiuoti bendrą triukšmų įtampos dispersiją $\overline{U_{\Sigma}}^2$ apkrovoje R_a , ir gautą rezultatą padalyti iš triukšmo įtampos dispersijos $\overline{\Delta U_1}^2$, kurią apkrovoje R_a sukuria įėjimo signalo $u_s(t)$ įtampos šaltinio vidaus varža R_s .

Lygiaverčio įtampos triukšmų generatoriaus $\Delta u_{\text{trš } 1}(t)$ (P1.133 pav.) apkrovoje R_a generuojama įtampos triukšmų dispersija $\overline{\Delta U_{1,2,3}}^2$ yra:

$$\overline{\Delta U_{1,2,3}}^2 = [K_u \cdot \Delta u_{\text{trš } 1}(t)]^2 = 4 \cdot K_u^2 \cdot k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot (R_s + R_{S'S} + R_{G'G}), \quad (\text{P1.454})$$

čia: K_u – vienpolio tranzistoriaus diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas ((1.296), (1.297), (1.365), (1.377)).

Čia reikia pasakyti, jog plačiame dažnių ω diapazone $\Delta \omega$ užtūros G talpos C_G sandų C_{GD} ir C_{GS} (1.133 pav.) įtaką suminiam triukšmų koeficientui $K_{\text{trš}}$ įskaitome koeficiento K_u dažnine priklausomybe $K_u(\omega)$ (1.377).

Lygiaverčio srovės triukšmų generatoriaus $\Delta i_{\text{trš } 1}(t)$ (P1.133 pav.) apkrovos varžoje R_a generuojamą triukšmų įtampos dispersiją $\overline{\Delta U_4}^2$ surasime tarę, kad varžos Z_G sandai $R_{GD} = R_{GS} \Rightarrow \infty$. Šiuo atveju triukšmų srovė $\Delta i_{\text{trš } 1}(t)$ tekės išimtinai vienpolio tranzistoriaus įėjimo grandine – užtūra G, ir todėl ši srovė varžose $R_{G'G}$, $R_{S'S}$ bei R_s sukurs triukšmų įtampą $\Delta u_{\text{trš } 1}^*(t)$:

$$\Delta u_{\text{trš } 1}^*(t) = \Delta i_{\text{trš } 1}(t) \cdot (R_s + R_{S'S} + R_{G'G}). \quad (\text{P1.454a})$$

Triukšmų įtampa (P1.454a) yra stiprinama ir tranzistoriaus apkrovoje R_a atsiranda triukšmų įtampos dispersiją $\overline{\Delta U_4}^2$:

$$\overline{\Delta U_4}^2 = [K_u \cdot \Delta u_{\text{trš } 1}^*(t)]^2 = 2 \cdot q \cdot K_u^2 \cdot I_{sG} \cdot \Delta \omega \cdot (R_s + R_{S'S} + R_{G'G})^2. \quad (\text{P1.455})$$

Čia taip pat plačiame dažnių ω diapazone $\Delta \omega$ užtūros G talpos C_G sandų C_{GD} ir C_{GS}

(P1.133 pav.) įtaką suminiam triukšmų koeficientui $K_{\text{trš}}$ įskaitome koeficiento K_u dažnine priklausomybe $K_u(\omega)$ (1.377).

Lygiavertis srovės triukšmų generatoriaus $\Delta i_{\text{trš } 2}(t)$ (P1.133 pav.) apkrovos varžoje R_a generuojamą įtampos triukšmų dispersiją $\overline{\Delta U_5^2}$ surasime laikydami, kad „uždaryto“ kanalo varža $R_k \Rightarrow \infty$. Šiuo atveju triukšmų srovė $\Delta i_{\text{trš } 2}(t)$ tekės išimtinai vienpolio tranzistoriaus išėjimo grandinė – santaka D, ir todėl ši srovė apkrovos rezistoriuje R_a sukurs įtampos dispersiją $\overline{\Delta U_5^2}$:

$$\overline{\Delta U_5^2} = [\Delta i_{\text{trš } 2}(t) \cdot R_a]^2 = 4 \cdot R_a^2 \cdot \Delta \omega \cdot \{B^* \cdot k \cdot T \cdot S + I_k^2 \cdot \tau_{\text{ef}(k)} / \{N_k^* [1 + (\omega \cdot \tau_{\text{ef}(k)})^2]\}\}. \quad (\text{P1.456})$$

Lygiavertis įtampos triukšmų generatorius $\Delta u_{\text{trš } 2}(t)$ (P1.133 pav.) veikia betarpiškai vienpolio tranzistoriaus išėjimo grandinėje – santakoje D, ir todėl apkrovos rezistoriuje R_a sukuria įtampos triukšmų dispersiją $\overline{\Delta U_6^2}$:

$$\overline{\Delta U_6^2} = [\Delta u_{\text{trš } 2}(t)]^2 = 4 \cdot k \cdot T \cdot \Delta \omega \cdot (R_{D'D} + R_a). \quad (\text{P1.457})$$

Iš (P1.454) surandame įėjimo signalo $u_s(t)$ įtampos šaltinio vidaus varžos R_s apkrovoje R_a generuojamų įtampos triukšmų dispersiją $\overline{\Delta U_1^2}$:

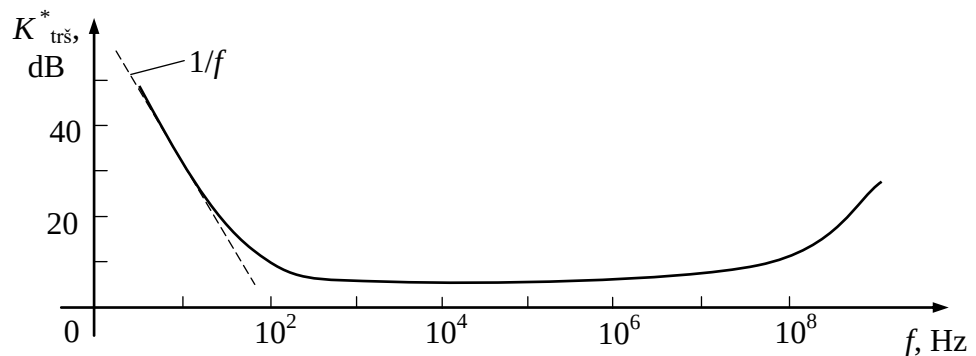
$$\overline{\Delta U_1^2} = 4 \cdot K_u^2 \cdot k \cdot T \cdot R_s \cdot \Delta \omega. \quad (\text{P1.458})$$

Taigi, į (P1.453) įstatę atitinkamas įtampų triukšmo dispersijų $\overline{\Delta U_n^2}$ išraiškas iš (P1.454)–(P1.458) randame į BI schemą įjungto vienpolio tranzistoriaus triukšmų koeficiento $K_{\text{trš}}$ išraišką:

$$K_{\text{trš}} \cong 1 + (R_{S'S} + R_{G'G})/R_s + I_{SG} \cdot (R_s + R_{S'S} + R_{G'G})^2 / (2 \cdot \varphi_T \cdot R_s) + \\ + R_a^2 \cdot \{B^* \cdot S + I_D^2 \cdot \tau_{\text{ef}(k)} / \{k \cdot T \cdot N_k^* [1 + (\omega \cdot \tau_{\text{ef}(k)})^2]\}\} / (R_s \cdot K_u^2) + \\ + (R_{D'D} + R_a) / (R_s \cdot K_u^2) + A^* / \omega^\gamma. \quad (\text{P1.459})$$

Išvesdami formulę (P1.459) pasinaudojome anksčiau pateikta tapatybe $\varphi_T = k \cdot T / q$ ir $I_k \cong I_D$, taip pat siekdami patikslinto rezultato gautos išraiškos (P1.459) pabaigoje pridėjome $1/f$ triukšmą aprašantį narį A^* / ω^γ (P1.404).

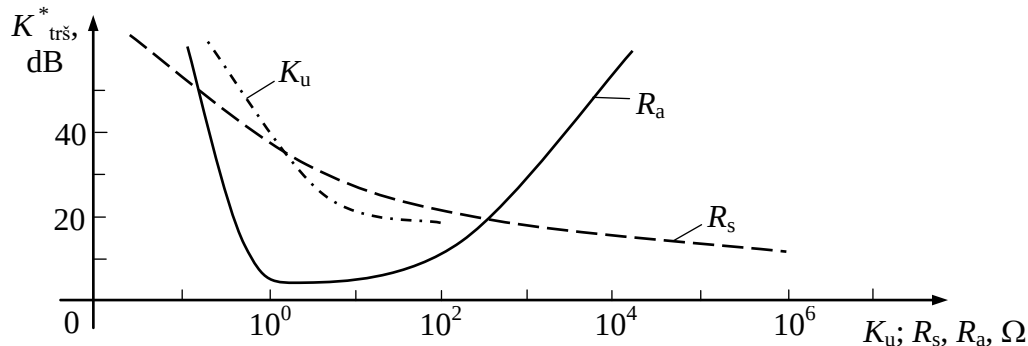
Iš (P1.459) apskaičiuota lauko tranzistoriaus triukšmų koeficiento $K_{\text{trš}}$ priklausomybė nuo dažnio ω yra parodyta P1.134 pav. ir jame triukšmų koeficiento $K_{\text{trš}}$ vertės yra pateiktos decibelais $\text{dB} \rightarrow K_{\text{trš}}^* = 10 \cdot \lg K_{\text{trš}}$.



P1.134 pav. Iš (P1.459) apskaičiuota lauko tranzistoriaus triukšmų koeficiento $K_{\text{trš}}$ priklausomybė nuo dažnio ω ir čia $K_{\text{trš}}$ vertės yra pateiktos decibelais dB : $K_{\text{trš}}^* = 10 \cdot \lg K_{\text{trš}}$

P1.134 pav. pateiktoje priklausomybėje $K_{\text{trš}}(\omega)$, esant žemiems dažniams $\omega \leq 1 \text{ kHz}$, triukšmai padidėja. Tai lemia $1/f$ triukšmas – paskutinis išraiškos (P1.459) narys. Kai dažniai yra aukšti – $\omega \geq 1 \text{ MHz}$, triukšmų didėjimą lemia išraiškos (P1.459) nariai, kurie yra atvirkščiai proporcingi įtampos stiprinimo koeficiento $K_u(\omega)$ kvadratui – $1/K_u^2(\omega)$, nes,

didėjant dažniui ω , koeficientas $K_u(\omega)$ mažėja (1.377). Iš gautos išraiškos (P1.459) taip pat matome stiprią vienpolio tranzistoriaus triukšmų koeficiento $K_{trš}$ priklausomybę nuo įtampos stiprinimo koeficiento K_u , įėjimo signalo $u_s(t)$ šaltinio vidaus varžos R_s ir apkrovos varžos R_a . Todėl P1.135 pav. yra parodytos iš (P1.459) apskaičiuotos lauko tranzistoriaus triukšmų koeficiento $K_{trš}$ priklausomybės nuo parametrų R_s , R_a ir K_u , kai dažnis ω yra intervale $\Delta\omega = 2 \cdot \pi \cdot (10^4 - 10^6)$ Hz (P1.134 pav.) ir $K_{trš}$ vertės yra pateiktos dB $\rightarrow K_{trš}^* = 10 \cdot \lg K_{trš}$.



P1.135 pav. Iš (P1.459) apskaičiuotos lauko tranzistoriaus triukšmų koeficiento $K_{trš}$ priklausomybės nuo parametrų R_s , R_a ir K_u , kai dažnis ω yra intervale $\Delta\omega = 2 \cdot \pi \cdot (10^4 - 10^6)$ Hz (P1.134 pav.) ir $K_{trš}$ vertės yra pateiktos dB: $K_{trš}^* = 10 \cdot \lg K_{trš}$

Atlikdami priklausomybių $K_{trš}(K_u, R_s, R_a)$ skaičiavimus pasinaudojome koeficiento K_u priklausomybe nuo $R_a \equiv R_D$ (1.297) bei iš (1.282), (1.290) ir (1.297) gaunamu proporcingumu: $K_u \sim |S| \cdot R_a \cdot r_{DS} / (R_a + r_{DS})$. Taigi, iš P1.135 pav. pateiktų priklausomybių $K_{trš}(K_u, R_s, R_a)$ matome, kad kitaip nei dvipolio tranzistoriaus (P1.131 pav.), vienpolio tranzistoriaus stiprinimo pakopos triukšmų koeficientas $K_{trš}$ įgauna minimumo vertę $K_{trš \min}$, parenkant tik apkrovos rezistoriaus R_a varžą, o įėjimo signalo $u_s(t)$ šaltinio vidaus varžą R_s , bei įtampos stiprinimo koeficientas K_u , turi būti kuo didesnis. Kita vertus, srovių I_{SG} ir I_D santykinė įtaka suminiam triukšmų koeficientui $K_{trš}$ yra palyginti nedidelė, tačiau vis tiek pageidautina kiek galima mažinti užtūros atgalinę srovę I_{SG} . Čia reikia pasakyti, kad bendru atveju vienpolių tranzistorių triukšmų koeficientas $K_{trš}$ yra mažesnis už dvipolių tranzistorių. Todėl mažatriukšmiuose stiprintuvuose pirmojoje stiprinimo pakopoje dažniausiai yra taikomi mažatriukšmiai lauko tranzistoriai.

Anksčiau parodėme, jog selektyviai įterpto arba indukuoto n-kanalo sandūrinio Šotkio tranzistoriaus (1.121 pav.) statusas S , o kartu ir įtampos stiprinimo koeficientas K_u , yra didžiausi tarp visų vienpolių tranzistorių. Todėl tokio lauko tranzistoriaus triukšmų koeficientas $K_{trš}$ yra mažiausias tarp vienpolių ir dvipolių tranzistorių. Dėl to selektyviai įterpto arba indukuoto n-kanalo sandūriniai Šotkio tranzistoriai yra plačiai taikomi mažatriukšmių superaukšto dažnio $\omega_{\max} = (3-30)$ GHz stiprintuvų pirmosiose stiprinimo pakopose, pavyzdžiui, palydovinių televizinių sistemų superaukšto dažnio imtuvuose-keitikliuose (konverteriuose), mobiliuose ryšio sistemose, ir t. t.

P2. PUSLAIDININKINIŲ ĮTAISŲ TEORINIO MODELIAVIMO BŪDAI

Šiame priedo skyriuje yra pateikta trumpa puslaidininkinių įtaisų teorinio modeliavimo būdų apžvalga ir jų taikymo galimybės. Suprantama, kad dėl mokomosios priemonės ribotos apimties ne visi modeliavimo būdai yra apžvelgiami, tačiau pateiktieji iliustruoja matematinio modeliavimo galimybes ir jų įvairovę.

P2.1. Šoklio šešių fundamentalių lygčių sistema

Iš bendrosios fizikos elektros skyriaus žinome, jog visi gamtoje vykstantys elektromagnetiniai reiškiniai yra aprašomi *fundamentaliomis Maksvelo lygtimis*. Remiantis šiomis lygtimis fizikiniai procesai, vykstantys bet kokiame puslaidininkiniame įtaise, gali būti aprašyti *Šoklio šešių fundamentalių lygčių sistema* – parašyta vienos iš trijų Dekarto koordinatinių sistemos, pavyzdžiui, ašies x kryptimi:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n_{px}}{\partial t} &= [\partial j_n(x)/\partial x]/q + g_{nx} - r_{nx}, \\ \mathbf{j}_{nx} &= q \cdot [\mu_{nx} \cdot n_x \cdot \mathbf{E}_x + D_{nx} \cdot (\partial n / \partial x)], \\ \frac{\partial p_{px}}{\partial t} &= -[\partial j_p(x)/\partial x]/q + g_{px} - r_{px}, \\ \mathbf{j}_{px} &= q \cdot [\mu_{px} \cdot p_x \cdot \mathbf{E}_x - D_{px} \cdot (\partial p / \partial x)], \\ \mathbf{j}_{Cx} &= \varepsilon_x \cdot \varepsilon_0 \cdot (\partial \mathbf{E}_x / \partial t), \\ \mathbf{j}_x &= \mathbf{j}_{nx} + \mathbf{j}_{px} + \mathbf{j}_{Cx}, \\ \partial^2 \varphi(x) / \partial x^2 &= -\partial E(x) / \partial x = \\ &= -[q / (\varepsilon_x \cdot \varepsilon_0)] \cdot (p_x + N_{dx} - n_x - N_{ax}), \end{aligned} \right\} \quad (P1.460a)$$

čia: indeksas x nurodo atitinkamo dydžio vertę puslaidininkio taške x arba jo kryptį, pavyzdžiui, ašies x kryptimi; $\mathbf{j}_x$ – suminės srovės I_x tankis; $\mathbf{j}_{nx}$ ir $\mathbf{j}_{px}$ – atitinkamai elektroninės ir skylinės suminės srovės I_x tankio $\mathbf{j}_x$ sandai; $\mathbf{j}_{Cx}$ – slinkties srovės I_{Cx} tankis; g_n, p_x – atitinkamai elektronų n arba skylių p generacijos sparta; r_n, p_x – atitinkamai elektronų n arba skylių p rekombinacijos sparta; φ_x – elektrinio lauko $\mathbf{E}$ potencialas taške x ; $\mathbf{E}_x$ – elektrinio lauko stiprio $\mathbf{E}$ sandas ašies x kryptimi; $\mu_{nx} = v_{drf\ nx} / E_x$ ir $\mu_{px} = v_{drf\ px} / E_x$ – atitinkamai elektronų n ir skylių p judrumas taške x ; $v_{drf\ n, p}$ – atitinkamai elektronų n arba skylių p dreifinio greičio $\mathbf{v}_{drf\ n, p}$ sandas ašies x kryptimi; D_{nx} ir D_{px} – atitinkamai elektronų n ir skylių p difuzijos koeficientai taške x ; n_x arba n_{px} ir p_x arba p_{nx} – atitinkamai elektronų n ir skylių p tankis taške x , atitinkamai p– arba n– puslaidininkyje; N_{dx} ir N_{ax} – atitinkamai donorinių ir akceptorinių priemaišų tankis taške x .

Akivaizdu, kad rašant lygčių sistemą (P1.460) y bei z ašių kryptimis, kintamasis x bei indeksas x yra keičiami į atitinkamus kintamuosius y arba z su atitinkamais šių dydžių indeksais y ir z .

Sistemos (P1.460) pirmoji ir trečioji lygtys yra vadinamos *tolydumo lygtimis*. Jos aprašo šalutinių krūvininkų – elektronų arba skylių tankio atitinkamai n_p arba p_n pokytį $\partial n_p / \partial t$ arba $\partial p_n / \partial t$ per laiko vienetą ∂t puslaidininkio taške $\{x, y, z\}$, atsirandantį atitinkamai dėl suminės srovės I elektroninės I_n bei skylinės I_p srovių atitinkamų sandų tankio $\mathbf{j}_n$ ir $\mathbf{j}_p$ atitinkamų pokyčių $\partial \mathbf{j}_n / \partial(x, y, z)$ arba $\partial \mathbf{j}_p / \partial(x, y, z)$ to taško $\{x, y, z\}$ aplinkoje ir šalutinių krūvininkų n_p arba p_n padidėjimo ir sumažėjimo tame taške $\{x, y, z\}$ atitinkamai dėl generacijos (g_n, g_p) ir rekombinacijos (r_n, r_p) procesų. Čia reikia pasakyti, kad suminės srovės

I elektroninės I_n ir skylinės I_p srovių sandų tankio pokyčiai taško $\{x, y, z\}$ tūrio $\partial V = \partial x \cdot \partial y \cdot \partial z$ aplinkoje atsiranda dėl skirtingo įeinančių ir išeinančių atitinkamų šalutinių krūvininkų n_p ir p_n skaičiaus tame elementariajame tūryje ∂V nagrinėjamo taško $\{x, y, z\}$ aplinkoje.

Sistemos (P1.460) antroji ir ketvirtoji lygtys yra vadinamos *srovės tankio lygtimis*. Jos aprašo elektronų n ir skylių p sukurtų atitinkamų srovių tankio sandus $\mathbf{j}_n$ ir $\mathbf{j}_p$, atsirandančius dėl elektrinio lauko $\mathbf{E}$ poveikio, dėl to turime dreifinės suminės srovės I_{drf} tankio $\mathbf{j}_{\text{drf}}$ atitinkamų sandų dedamąsias $\mathbf{j}_{\text{drf } n}$ ir $\mathbf{j}_{\text{drf } p}$, kurios yra išreiškiamos taip:

$$\mathbf{j}_{\text{drf } n} = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot \mathbf{E} \quad \text{ir} \quad \mathbf{j}_{\text{drf } p} = q \cdot \mu_p \cdot p \cdot \mathbf{E}. \quad (\text{P1.460a})$$

Kita vertus, dėl krūvininkų tankių n ir p netolygaus pasiskirstymo puslaidininkio tūryje, o tai yra nusakoma atitinkamais gradientais $\text{grad } n(x, y, z)$ ir $\text{grad } p(x, y, z)$, atsiranda difuzinė suminė srovė I_{dif} , kurios tankio $\mathbf{j}_{\text{dif}}$ elektroninės $\mathbf{j}_{\text{dif } n}$ ir skylinės $\mathbf{j}_{\text{dif } p}$ sandų dedamosios yra išreiškiamos tokiais išraiškomis:

$$\mathbf{j}_{\text{dif } n} = q \cdot D_n \cdot [\partial n / \partial (x, y, z)], \quad \mathbf{j}_{\text{dif } p} = -q \cdot D_p \cdot [\partial p / \partial (x, y, z)], \quad (\text{P1.460b})$$

čia $\mathbf{j}_{\text{dif } p}$ išraiškoje ženklas „–“ nurodo, kad skylių p difuzinės srovės kryptis yra priešinga gradiento kryptiai.

Sistemos (P1.460) penktoji lygtis yra vadinama *suminės srovės tankio lygtimi*. Ji aprašo suminės srovės I tankį $\mathbf{j}$ puslaidininkyje, kuris yra sudarytas iš elektroninės bei skylinės srovių I_n ir I_p sandų atitinkamų tankių $\mathbf{j}_n$ ir $\mathbf{j}_p$ bei slinkties srovės I_C tankio $\mathbf{j}_C$.

Sistemos (P1.460) šeštoji lygtis yra vadinama *Puasono lygtimi*. Ši lygtis susieja taško $\{x, y, z\}$ potencialą $\varphi(x, y, z)$ su suminiu erdvinio krūviu $Q_{x, y, z}$ to taško $\{x, y, z\}$ elementariojo tūrio ∂V aplinkoje.

Lygčių sistemoje (P1.460) ir (P1.460b) skylinės srovės I_p tankio $\mathbf{j}_p$ difuzinio sando išraiškose minuso ženklas – rodo, kad skylinės srovės I_p kryptis sutampa su atitinkamos ašies x, y arba z kryptimi tik tuo atveju, kai skylių tankis $p(x, y, z)$ ta kryptimi mažėja – yra tenkinama nelygybė $\partial p / \partial (x, y, z) < 0$ – gradiento kryptis yra priešinga atitinkamai ašiai x, y arba z , nes skylių judėjimo kryptis ir jų sukurtos srovės kryptis turi sutapti, o elektronų atveju yra priešingai.

Kartu su sistemos (P1.460) lygtimis yra naudojamos ir šios tapatybės:

$$L_n = (D_n \cdot \tau_n)^{1/2}, \quad L_p = (D_p \cdot \tau_p)^{1/2}, \quad (\text{P1.461})$$

ir *Einsteinio sąryšis*:

$$\mu_n = q \cdot D_n / (k \cdot T), \quad \mu_p = q \cdot D_p / (k \cdot T), \quad (\text{P1.462})$$

čia: L_n ir L_p – atitinkamai elektronų n ir skylių p difuzijos nuotoliai, o tai atitinka atstumą, kuriame atitinkamų krūvininkų tankis sumažėja $e = 2,718...$ kartų; τ_n ir τ_p – atitinkamai šalutinių krūvininkų – elektronų n_p p– puslaidininkyje ir skylių p_n n– puslaidininkyje gyvavimo trukmė, kuri atitinka laiko trukmę, per kurią atitinkamų šalutinių krūvininkų tankis n_p arba p_n nagrinėjamame taške $\{x, y, z\}$ sumažėja e kartų.

Dydžiai τ_n ir τ_p priklauso nuo rekombinacinių procesų puslaidininkio tūryje ∂V ir jo paviršiuje ∂S , kai puslaidininkis nėra termodinaminėje pusiausvyroje ir todėl $n_n \cdot p_n \neq n_i^2$ n– puslaidininkyje arba $n_p \cdot p_p \neq n_i^2$ p– puslaidininkyje. Rekombinacinius procesus puslaidininkiuose aprašo Šoklio–Rydo–Holo teorija, kurios detaliau nenagrinėsime. Gyvavimo trukmių τ_n ir τ_p priklausomybė nuo reiškinių tūryje V ir paviršiuje S išreiškiama taip:

$$1/\tau_n = 1/\tau_{nV} + 1/\tau_{nS}, \quad 1/\tau_p = 1/\tau_{pV} + 1/\tau_{pS}, \quad (\text{P1.463})$$

čia: $\tau_{n, pV}$ ir $\tau_{n, pS}$ – atitinkamų šalutinių krūvininkų gyvavimo trukmė atitinkamai tūryje ∂V ir paviršiuje ∂S .

Šalutinių krūvininkų – elektronų n_p ir skylių p_n atitinkama rekombinacijos sparta $r_{n, p}$ yra tiesiog proporcinga jų atitinkamam pertekliniam tankiui $\Delta n_p = n_p - n_{p0}$ ir $\Delta p_n = p_n - p_{n0}$, ir

atvirkščiai proporcinga atitinkamai gyvavimo trukmei $\tau_{n,p}$:

$$r_n = \Delta n_p / \tau_n = (n_p - n_{p0}) / \tau_n \quad \text{ir} \quad r_p = \Delta p_n / \tau_p = (p_n - p_{n0}) / \tau_p, \quad (\text{P1.464})$$

čia: n_{p0} ir p_{n0} – šalutinių krūvininkų pusiausvyriniai tankiai termodinaminėje pusiausvyroje, priklausantys nuo aplinkos temperatūros T – temperatūrai T didėjant, šalutinių krūvininkų pusiausvyriniai tankiai n_{p0} ir p_{n0} taip pat didėja.

Čia reikia pasakyti, kad išraiškos (P1.464) aprašo ir temperatūrinę šalutinių krūvininkų n_p ir p_n atitinkamą generacijos spartą $g_{n,p}$, o būtent, kai jų tankis n_p arba p_n tampa mažesnis už atitinkamą pusiausvirinį tankį $n_{p0} > n_p$ arba $p_{n0} > p_n$, turime neigiamas $r_{n,p}$ vertes $r_{n,p} \leq 0$.

Elektronų n_p arba skylių p_n atitinkama generacijos sparta $g_{n,p}$ yra parašoma atsižvelgiant į fizikinį generacijos proceso pobūdį. Pavyzdžiui, optinio sužadavimo metu puslaidininkyje yra generuojamos elektronų ir skylių poros p - n , kurių skaičius N_{p-n} per laiko vienetą Δt yra lygus (arba mažesnis) puslaidininkį pasiekusių optinių fotonų ($\hbar \cdot \nu$) skaičiui N_{hv} per tą patį laiko vienetą Δt , ir tai galima išreikšti taip:

$$g_n = g_p = g_{p-n} = k_{hv} \cdot N_{hv}, \quad (\text{P1.464a})$$

čia: $k_{hv} \leq 1$ – optinio žadinimo koeficientas; $\hbar$ – Planko konstanta.

Nagrinėjant puslaidininkio sritį, kurioje vyksta griūtinis pramušimas (1.62), joje generuojamų krūvininkų porų p - n generacijos spartą g_{p-n} galima išreikšti griūtės didėjimo faktoriumi M (1.62) – $g_{p-n} = (M - 1)$. Čia tariame, kad elektronų n ir skylių p indėlis į faktorių M yra vienodas. Tačiau dėl skirtingų elektronų n ir skylių p judrių $\mu_{n,p}$ (P1.462) – dažniausiai $\mu_n > \mu_p$, ir todėl elektronų n ir skylių p indėlis į faktoriaus M vertę yra skirtingas. Todėl dydžių g_n ir g_p vertės skiriasi ir šį faktą galima įskaityti taip:

$$g_n = [M_n(E) - 1] \quad \text{ir} \quad g_p = [M_p(E) - 1], \quad (\text{P1.464b})$$

čia faktoriaus $M_{n,p}(E)$ funkcijos nuo elektrinio lauko E stiprio modulio E yra nustatomos eksperimentiškai, ir čia atkreipsime dėmesį, kad funkcijų $M_{n,p}(E)$ vertės bendru atveju priklauso nuo krypties puslaidininkyje atžvilgiu lauko E – turime anizotropiją $\rightarrow M_{n,p}(E)$.

Krūvininkų judriai $\mu_{n,p}$ (P1.462), o kartu ir difuzijos koeficientai $D_{n,p}$ taip pat nėra pastovūs dydžiai – jie bendru atveju priklauso nuo legiruojančių priemaišų tankių $N_{a,d}$. Pusalaidininkiuose, didėjant $N_{a,d}$, krūvininkų judriai $\mu_{n,p}$ mažėja – turime atvirkštinę priklausomybę $\mu_{n,p} \sim 1/N_{a,d}$. Ši priklausomybė gali būti aprašyta įvairaus pobūdžio aproksimacijomis, sakysime, tokiomis:

$$\mu_{n,p} = \mu_{n,p(i)} / [1 + (N_{a,d}/N^*)^\eta], \quad (\text{P1.464c})$$

čia: $\mu_{n,p(i)}$ – atitinkamų krūvininkų judriai savitojo laidumo i –puslaidininkyje; η ir N^* – parenkami koeficientai, atitinkantys eksperimentinius rezultatus.

Iš pirmosios ir antrosios bei trečiosios ir ketvirtosios sistemos (P1.460) lygčių atitinkamoje puslaidininkio srityje galima parašyti šalutinių krūvininkų tankio n_p ir p_n priklausomybes nuo koordinatės $\{x, y, z\}$ ir laiko t , pavyzdžiui, ašies x kryptimi, tokio pavidalo lygčių sistema:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n_{px}}{\partial t} &= g_{nx} - (n_{px} - n_{p0x}) / \tau_{nx} + n_{px} \cdot \mu_{nx} \cdot [\partial E(x) / \partial x] + \\ &\quad + \mu_{nx} \cdot E_x \cdot [\partial n_p(x) / \partial x] + D_{nx} \cdot [\partial^2 n_p(x) / \partial x^2], \\ \frac{\partial p_{nx}}{\partial t} &= g_{px} - (p_{nx} - p_{n0x}) / \tau_{px} + p_{nx} \cdot \mu_{px} \cdot [\partial E(x) / \partial x] + \\ &\quad + \mu_{px} \cdot E_x \cdot [\partial p_n(x) / \partial x] + D_{px} \cdot [\partial^2 p_n(x) / \partial x^2], \end{aligned} \right\} \quad (\text{P1.465})$$

čia matematinio išvedimo metu pasinaudojome tapatybėmis (P1.464).

Lygtys (P1.465) ir atitinkamos sistemos (P1.460) lygtys, turinčios narių su elektrinio lauko stipriu E , galioja tik iki tam tikrų maksimalių elektrinio lauko stiprio $E_{\max}$ verčių. Esant

stipriam elektriniam laukui $E \geq E_{\max}$, sandauga $(\mu \cdot E) \cong \text{const}$ – tampa pastovi ir nebeprisklauso nuo E (1.120 pav.). Todėl, esant stiprioms elektrinio lauko E vėrtėms $E \geq E_{\max}$, visose sistemos (P1.460) ir (P1.465) lygtys atitinkamos sandaugos $(\mu \cdot E)$ yra pakeičiamos atitinkamomis krūvininkų dreifinio greičio v_{drf} soties vėrtėmis v_s .

Akivaizdu, kad bendru atveju lygtys (P1.465) neturi analizinio sprendinio. Kita vertus, lygčių sistema (P1.460) ir iš jos gaunamos lygtys (P1.465) aprašo tik makroskopinius procesus, t. y. tokius, kuriems galioja Einšteino sąryšis (P1.462) – kai vyksta difuzijos procesas. Iš čia darome išvadą, jog teoriškai modeliuojamo puslaidininkinio įtaiso atitinkamos srities matmenys turi būti ne mažesni kaip šimtosios mikrono (μm) dalys. Todėl lygčių sistema (P1.460) neaprašo magnetinių reiškinių ir puslaidininkinio kristalo defektų, nes joje nėra tam būtinų lygties narių. Kita vertus, šios lygtys gali būti taikomos, kai yra tenkinamos šios sąlygos: legiruojančių priemaišų tankio $N_{a, d}$ gradientas $\text{grad } N_{a, d}(x) \leq 10^{24} \text{ cm}^{-4}$ (Si, Ge); srovės I tankio j modulis $j \leq 10^6 \text{ A/cm}^2$; elektrinių signalų kitimo dažnis $\omega \leq 2 \cdot \pi \cdot 10^{12} \text{ Hz}$. Visi šie apribojimai įprastiniuose puslaidininkiniuose įtaisuose dažniausiai nėra viršijami. Todėl lygčių sistema (P1.460) ir iš jos gautos lygtys (P1.465) yra plačiai taikomos teoriniuose puslaidininkinių įtaisų skaičiavimuose.

Šoklio lygčių kraštinės sąlygos – matematinis Šoklio lygčių (P1.460) sprendimas ir iš jų gautų lygčių (P1.465) sudarytos sistemos sprendimas *reikalauja kraštinių sąlygų*, kurias bendriausiu atveju galima formuluoti taip:

- 1) prie puslaidininkio laisvo paviršiaus ∂S , neturinčio kontakto su laidininku – metalu, elektroninės j_n ir skylinės j_p suminės srovės tankio $j = j_n + j_p$ sandų statmenos paviršiui atitinkamos dedamosios $j_n \perp$ ir $j_p \perp$ visiškai priklauso nuo paviršinio generacinio-rekombinacinio proceso. Tai yra dėl to, kad suminės srovės ΣI tankio j statmena paviršiui komponentė $j_{\perp}$ per tokį paviršių yra lygi nuliui – $j_{\perp} = 0$. Todėl krūvininkų srautas link paviršiaus turi būti lygus rekombinavusių prie paviršiaus krūvininkų skaičiui $N_{n, p}$ per tą patį laiko vienetą Δt , dėl to krūvininkų rekombinacijos spartos $r_{n, p}(S)$ ir generacijos spartos $g_{n, p}(S)$ skirtumas prie paviršiaus yra išreiškiamas taip:

$$(\partial j_{n, p \perp} / \partial \eta) / q = r_{n, p}(S) - g_{n, p}(S), \quad (\text{P1.465a})$$

čia: η – normalė nagrinėjamo paviršiaus ∂S taške $\{x, y, z\}$.

Taip pat, nesant išorinių elektrinių laukų $E_{\text{išor}} = 0$, nagrinėjamo paviršiaus ∂S taške $\{x, y, z\}$ elektrinio lauko stiprio E statmena paviršiui ∂S dedamoji $E_{\perp}$ yra lygi nuliui:

$$E_{\perp} = -\partial \varphi / \partial \eta = 0; \quad (\text{P1.465b})$$

- 2) kai puslaidininkio paviršius ∂S liečiasi su dielektriko D sluoksniu ir per jį veikia išorinis elektrinis laukas $E_{\text{išor}}$ (ši situacija atitinka MOP (MDP) tranzistorių užtūras G), tai šiuo atveju kraštinės sąlygos yra nusakomos elektrinio lauko $E_{\text{išor}}$ vektoriaus dedamosiomis riboje tarp dielektriko D ir puslaidininkio P tokio pavidalo išraiškomis:

$$\varepsilon_D \cdot \varepsilon_0 \cdot E_{\text{išor } D \perp} - \varepsilon_P \cdot \varepsilon_0 \cdot E_{\text{išor } P \perp} = -\sigma_S \quad \text{ir} \quad E_{\text{išor } D} = E_{\text{išor } P}, \quad (\text{P1.465c})$$

čia: σ_S – paviršinis krūvininkų tankis riboje tarp dielektriko ir puslaidininkio, o indeksai D ir P nurodo parametrų vėrtes atitinkamai dielektrike D ir puslaidininkyje P ; indeksas $\perp$ nurodo tangentinės (liestinės) dedamosios vėrtę;

- 3) kai puslaidininkio P paviršius ∂S liečiasi su metalo M sluoksniu (ši situacija atitinka ominių arba Šotkio kontaktus), tai šiuo atveju riboje tarp metalo M ir puslaidininkio P kraštinės sąlygas nusako termodinaminę pusiausvyrą ir jos yra išreiškiamos taip:

$$n_n \cdot p_n = n_p \cdot p_p = n_i^2, \quad (\text{P1.465d})$$

o paviršiniam krūvininkų tankiui ρ_x tokio pavidalo tapatybe:

$$\rho_x = q \cdot (p_x + N_{dx} - n_x - N_{ax}) = 0; \quad (\text{P1.465e})$$

4) srovė I per puslaidininkio omini kontaktą yra nusakoma integralu:

$$I = \int_S j(x, y, z) \cdot dS, \quad (\text{P1.465f})$$

čia: S – ominio kontakto plotas; $j(x, y, z)$ – srovės tankis ominio kontakto taške $\{x, y, z\}$, bendru atveju vektorinis dydis.

Esant atitinkamoms kraštinėms sąlygoms yra sprendžiama lygčių sistema (P1.460), ir, jei būtina, dar kitos papildomos lygtys. Sprendžiant yra randamos parametrų n , p , φ ir E funkcinės priklausomybės nuo laiko t ir koordinatės $\{x, y, z\}$. Iš gautų priklausomybių yra apskaičiuojami atitinkamų srovių I_i tankių j_i sandai $j_{n, p, i}$ ir iš jų – suminės srovės I_i per puslaidininkinio darinio atitinkamus ominus kontaktus $i \rightarrow E, B, K$ ir t. t.. Bendru atveju lygčių sistema (P1.460) ir jas tenkinančios atitinkamos kraštinės sąlygos aprašo puslaidininkinio įtaiso statines (nepriklausomas nuo laiko t) ir dinamines (kintamas laike t) charakteristikas mažo bei didelio įėjimo signalo sąlygų atvejais, kur *mažo įėjimo signalo sąlygos atvejis* atitinka tiesinių grandinių savybę – kai puslaidininkinio įtaiso elektriniai parametrai ir charakteristikos nepriklauso nuo srovių ir įtampų jo išvaduose, o *didelio įėjimo signalo sąlygos atvejis* atitinka netiesinių grandinių savybę – kai puslaidininkinio įtaiso elektriniai parametrai ir charakteristikos priklauso nuo srovių ir įtampų jo išvaduose (kontaktuose).

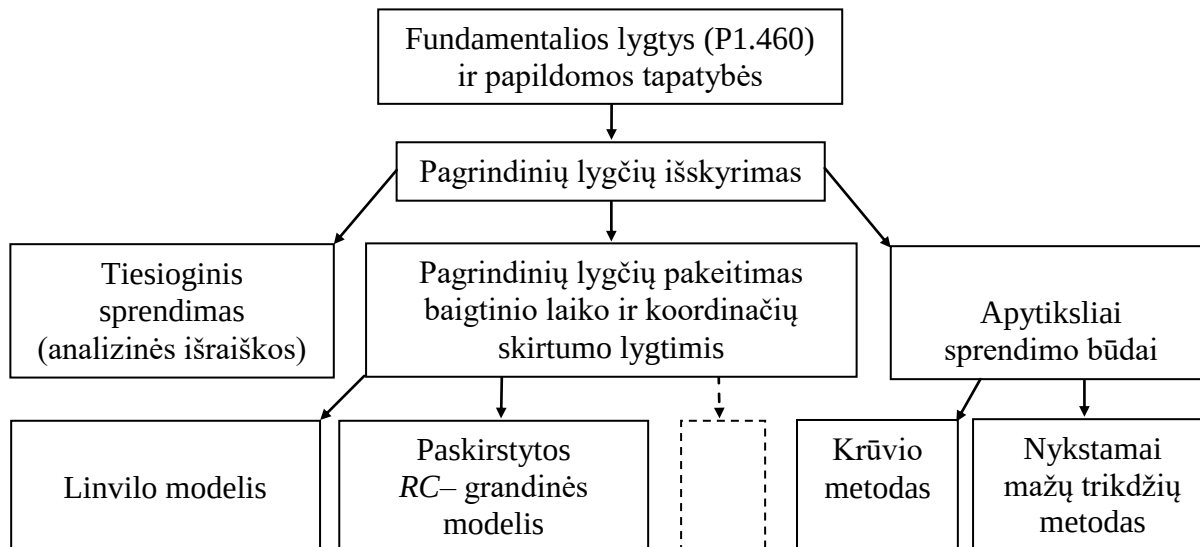
Skaičiuojant dažnines puslaidininkinio įtaiso charakteristikas, t. y. jų priklausomybę nuo dažnio ω , mažo įėjimo signalo sąlygos atveju lygčių sistemoje (P1.460) kintamieji dydžiai dažniausiai yra parašomi tokiu pavidalu:

$$\xi = \xi_0 + \xi_0 \cdot e^{j\omega t}, \quad (\text{P1.465g})$$

čia indeksu 0 yra pažymėta pastovi dedamoji, o indeksu ω – kintamosios dedamosios amplitudė, kurios daugyba iš $e^{j\omega t}$ reiškia vektoriaus ξ_0 sukimą kompleksinėje plokštumoje $\{\text{Re}, \text{Im}\}$ kampiniu greičiu ω prieš laikrodžio rodyklę (1.4 pav. ir 1.6 pav.).

Jau minėjome, kad lygčių sistemos (P1.460) ir jas tenkinančių atitinkamų kraštinių sąlygų bei kitų būtinų lygčių bendras analizinis ar skaitmeninis sprendimas yra susijęs su dideliais matematiniais sunkumais ir reikalauja ypač galingų kompiuterių bei daug skaičiavimo su jais laiko. Todėl įvairūs matematiniai modeliai skiriasi padarytais lygčių sistemos (P1.460) supaprastinimais ir prielaidomis, leidžiančiomis žinomais matematiniais būdais gauti pakankamai tikslūs sprendiniai konkretiems puslaidininkiniams įtaisams ir jų klasėms. Dažniausiai konkrečiai puslaidininkinių įtaisų klasei, pavyzdžiui, diodams, vienpoliams arba dvipoliams tranzistoriams ir t. t., iš lygčių sistemos (P1.460) yra išskiriama *pagrindinė* arba kelios *pagrindinės lygtys*, kurios pakankamai tiksliai aprašo pagrindinius fizikinius procesus puslaidininkiniame įtaise arba atskirose to prietaiso srityse. Pavyzdžiui, dvipolio tranzistoriaus atveju yra apsiribojama fizikinių procesų aprašymu jo bazėje. Todėl užtenka išspręsti pirmąją arba trečiąją lygčių sistemos (P1.460) lygtį ir atitinkamas kraštinės sąlygas prie emiterinės ir kolektorinės p–n sandūrų ribų bazėje, t. y. šiuo atveju apsiribojama tolydumo lygties šalutiniais krūvininkams bazės srityje sprendimu. Tai jau parodėme anksčiau, nagrinėdami dvipolio tranzistoriaus fizikinius veikos pagrindus ((1.201)–(1.209)). Vienpolio tranzistoriaus, pavyzdžiui, sandūrinio atveju užtenka išspręsti pirmąją arba trečiąją lygčių sistemos (P1.460) lygtį kanalo srityje ir atitinkamas kraštinės sąlygas prie ištakos S ir santakos D pasyviųjų ominio kontakto sričių, t. y. šiuo atveju apsiribojama pagrindiniams krūvininkams kanale tolydumo lygties sprendimu ir Puasono lygties sprendimu užtūros G nuskurdintoje p–n sandūros srityje. Tai taip pat jau parodėme anksčiau, nagrinėdami puslaidininkinio diodo ((1.37)–(1.42)) ir vienpolio tranzistoriaus ((1.324)–(1.330)) fizikinius veikos pagrindus.

Remiantis anksčiau išdėstytais prielaidomis, konkretaus *puslaidininkinio įtaiso matematinis modelis* gali būti sudarytas trimis būdais, tai yra parodyta P1.136 pav.



P1.136 pav. Puslaidininkinio įtaiso matematiniai modeliai ir galimi sprendimo būdai

Išnagrinėsime P1.136 pav. pateiktus puslaidininkinių įtaisų matematinio modeliavimo būdus.

1. **Tiesioginis Šoklio lygčių sistemos sprendimas** – tai pagrindinių sistemos (P1.460) lygčių ir atitinkamų kraštinių sąlygų sprendimas įprastais matematiniais metodais, kai atskirais atvejais galima rasti analizinį sprendinį žinomais matematiniais lygčių analizės metodais. Kitais atvejais, kai diferencialinių lygčių sistema yra netiesinė, taikomi įvairūs skaitmeniniai tokių lygčių sprendimo metodai.

Dažniausiai dalinių laiko $\partial F/\partial t$ ir koordinatės $\partial F/\partial (x, y, z)$ išvestinių netiesinės diferencialinės lygtys yra pakeičiamos baigtinių laiko $\Delta F/\Delta t$ ir koordinatės $\Delta F/\Delta (x, y, z)$ skirtumų lygtimis, čia F – atitinkamo parametro funkcija. Pailiustruosime tai vienmate tolydumo lygtimi (P1.465), aprašančia fizikinius procesus dvipolio n – p – n tranzistoriaus bazėje. Lygtyje (P1.465) dydžiai $(\tau_{n\ x}, \mu_{n\ x})$ ir $D_{n\ x}$ yra legiruojančių priemaišų tankio $N_a(x)$ pasiskirstymo p – bazėje funkcijos, tai yra parodyta P1.137 pav., kur ašis x yra nukreipta nuo emiterio kontakto E link kolektoriaus kontakto K.

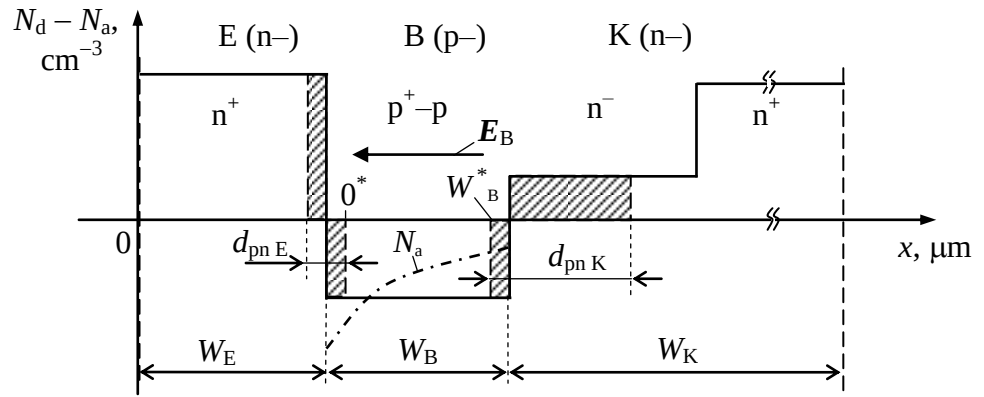
Kraštines sąlygas šalutiniams krūvininkams n_p p – bazėje B prie emiterio E, kai $x = 0^*$, ir prie kolektoriaus K, kai $x = W_B^*$, ribose su atitinkamomis p – n sandūrų nuskurdintomis sritimis galima parašyti taip:

$$\left. \begin{aligned} n_p(0^*, t) &= n_{p0}(0^*) \cdot \exp(-U_{EB}/\varphi_T), \\ n_p(W_B^*, t) &= n_{p0}(W_B^*) \cdot \exp(-U_{KB}/\varphi_T), \end{aligned} \right\} \quad (P1.466)$$

čia: $n_{p0}(0^*)$ ir $n_{p0}(W_B^*)$ – pusiausvirinių (termodinaminės pusiausvyros prasme) elektronų tankio $n_p(x)$ pasiskirstymo vertės p – laidumo bazėje B atitinkamai prie emiterio E ir kolektoriaus K nuskurdintų p – n sandūrų sričių bazėje B (nuskurdintos sritys parodytos užbrūkšniuotais kvadratais); W_B^* – neutralios bazės B storis tarp emiterinės ir kolektorinės p – n sandūrų nuskurdintų sričių bazėje B.

Pradiniu laiko momentu $t = 0$, kol dar nėra įėjimo signalo įtampos $u_{in}(0) = 0$, arba srovės $i_{in}(0) = 0$ šuolio emityje E, kai turime BB schemą, elektronų tankio $n_p(x, 0)$ pasiskirstymas p – bazės B neutralioje srityje $0^* - W_B^*$ (P1.137 pav.) atitinka stacionarų pusiausvirąjį pasiskirstymą:

$$n_p(x, 0) = n_{p0}(x) = n_i^2/p_{p0}(x) \cong n_i^2/[N_a(x)]. \quad (1.467)$$



P1.137 pav. Legiruojančių priemaišų tankio $N_a(x)$ ir $N_d(x)$ pasiskirstymas ašies x kryptimi dvipolio n-p-n tranzistoriaus emiterio E, bazės B ir kolektoriaus K srityse, čia: W_E , W_B ir W_K – emiterio E, bazės B ir kolektoriaus K sričių metalurginiai storai tarp p-n sandūrų ir kristalo paviršių metalurginių ribų; W_B^* – neutralios bazės B storis tarp emiterinės ir kolektorinės p-n sandūrų nuskurdintų sričių bazėje (nuskurdintos sritys parodytos užbrūkšniuotais kvadratais)

Išraiška (1.467) sudaro kraštinę sąlygą šalutinių krūvininkų tankio n_p pasiskirstymui p– bazės B neutralioje srityje, čia $p_{p0}(x)$ – skylių – pagrindinių krūvininkų stacionarus tankis p– bazės B neutralioje srityje $0^* - W_B^*$.

Pusiausvirinių elektronų tankio $n_{p0}(x)$ pasiskirstymas p– laidumo bazėje B bendru atveju nėra pastovus. Jis priklauso nuo įtampų U_{EB} , U_{KB} ir nuo legiruojančių priemaišų tankio $N_a(x)$ pasiskirstymo pobūdžio bazėje B. Kai n-p-n darinyje įtampas $U_{EB} \geq 0$ ir $U_{KB} \geq 0$ – emiterinė ir kolektorinė p-n sandūros yra įjungtos atgaline kryptimi, kad ir koks būtų tankio $N_a(x)$ pasiskirstymo pobūdis bazėje B, pusiausvirinių elektronų tankis $n_{p0}(0^*, t) \cong 0$ ir $n_{p0}(W_B^*, t) \cong 0$. Tačiau gradientai $\partial[n_{p0}(0^*, t)]/\partial x > 0$ ir $\partial[n_{p0}(W_B^*, t)]/\partial x < 0$, todėl per emiterinę bei kolektorinę p-n sandūras teka atitinkamos atgalinės srovės I_{sE}^* ir $-I_{sK}^*$, ir tai yra išraiškai (P1.467) papildomos kraštinės sąlygos. Todėl priklausomybė $n_{p0}(x, t)$ difuzinio tranzistoriaus p– bazės B neutralioje srityje $0^* < x < W_B^*$, čia ir vėliau x vertės imamos tik neutralios bazės srityje $0^* - W_B^*$ (P1.137 pav.), t. y. tarp p-n sandūrų nuskurdintų sričių, kurios P1.137 pav. yra pavaizduotos užbrūkšniuotomis sritimis, yra aprašoma tiesine funkcija:

$$n_{p0}(x, t) = n_i^2 / |N_a| = \text{const}, \quad (\text{P1.467a})$$

čia, kai $x = 0^*$ ir $x = W_B^*$, imame vertę $n_{p0} \cong 0$.

Kita vertus, kai $x \Rightarrow 0^*$ ir $x \Rightarrow W_B^*$, tankis $n_{p0}(x, t)$ mažėja taip, kad jo išvestinė prie uždarytos emiterinės p-n sandūros nuskurdintos sritys bazėje B yra:

$$\partial[n_{p0}(x, t)]/\partial x = j_{sE(n)}^* / (q \cdot D_n), \quad (\text{P1.467b})$$

o prie uždarytos kolektorinės p-n sandūros nuskurdintos sritys bazėje B yra:

$$\partial[n_{p0}(x, t)]/\partial x = -j_{sK(n)}^* / (q \cdot D_n), \quad (\text{P1.467c})$$

čia: $j_{sE(n)}^*$ ir $j_{sK(n)}^*$ – emiterinės bei kolektorinės p-n sandūrų atitinkamų atgalinių srovės srovių I_{sE}^* ir $-I_{sK}^*$ atitinkamų tankių j_{sE}^* ir $-j_{sK}^*$ elektroninės dedamosios.

Akivaizdu, kad dreifinio tranzistoriaus p– bazės neutralioje srityje šalutinių krūvininkų n_{p0} pasiskirstymui $n_{p0}(x, t)$ tiesinės aproksimacijos taikyti negalima dėl toje srityje esančio vidinio kvazielektrinio lauko E_B (1.239). Anksčiau buvo parodyta, jog šis laukas susidaro dėl legiruojančių priemaišų tankio $N_a(x)$ netolygaus pasiskirstymo bazėje B, tai P1.137 pav. yra aprodyta brūkšnine-taškinė kreivė.

Anksčiau nagrinėjami fizikinius procesus dvipolio tranzistoriaus bazėje parodėme, kad dėl tankio $N_a(x)$ gradiento $\partial[N_a(x)]/\partial x \neq 0$ įtakos p–laidumo bazės B neutralioje srityje nusistovi vidinis kvazielektrinis laukas E_B , veikiantis šalutinius krūvininkus – elektronus n_p . Šio lauko stiprį E_B randame iš nusistovėjusios pagrindinių krūvininkų – skylių p_p p–bazėje termodinaminės pusiausvyros sąlygos, kuriai esant pusiausvirinių skylių p_p suminės srovės $I_{p,x}$ tankio $j_{p,x}$ difuzinio sando $j_{\text{dif } p(x)}$ modulis $j_{\text{dif } p(x)}$ tampa lygus ją kompensuojančiam skylių p_p dreifinio sando $j_{\text{drf } p(x)}$ moduliui $j_{\text{drf } p(x)}$. Todėl iš (P1.460) galima parašyti:

$$j_{p,x} = j_{\text{dif } p(x)} - j_{\text{drf } p(x)} = q \cdot [D_{p,x} \cdot [\partial p_p(x)/\partial x] - \mu_{p,x} \cdot p_p(x) \cdot E_B(x)] \equiv 0,$$

ir iš čia randame:

$$E_B(x) = D_{p,x} \cdot [\partial p_p(x)/\partial x] / [\mu_{p,x} \cdot p_p(x)]. \quad (\text{P1.468})$$

Iš formulių (P1.462), (P1.467) ir (P1.468) gauname anksčiau pateiktą kvazielektrinio lauko $E_B(x)$ neutralioje bazėje B išraišką (1.239). Dėl šio lauko įtakos pusiausvirinių elektronų tankio $n_{p,o}(x)$ pasiskirstymas dreifinio tranzistoriaus p–laidumo neutralios bazės B srityje $0^* < x < W_B^*$ turi tenkinti sąlygą:

$$j_{n,x} = j_{\text{drf } n(x)} + j_{\text{dif } n(x)} = q \cdot \{ \mu_{n,x} \cdot n_{p,o}(x) \cdot E_B(x) + D_{n,x} \cdot [\partial n_{p,o}(x)/\partial x] \}. \quad (\text{P1.468a})$$

Iš (P1.468a) ir (P1.462) bei (P1.239) randame:

$$j_{n,x} = q \cdot D_{n,x} \cdot \{ n_{p,o}(x) \cdot [\partial N_a(x)/\partial x] / N_a(x) + [\partial n_{p,o}(x)/\partial x] \},$$

o iš čia, esant kraštinei sąlygai $n_{p,o}(W_B^*) = 0$, gauname dreifinio tranzistoriaus p–laidumo neutralios bazės B srityje $0^* < x < W_B^*$ pusiausvirinių elektronų tankio $n_{p,o}(x)$ pasiskirstymą:

$$n_{p,o}(x) = \{ j_{n,x} / [q \cdot D_{n,x} \cdot N_a(x)] \} \cdot \int_x^{W_B^*} N_a(x) \cdot dx. \quad (\text{P1.468a})$$

Šioje išraiškoje, kai $x \Rightarrow W_B^*$, srovės tankis $j_{n,x} \equiv -j_{s,K}^*$, o kai $x \Rightarrow 0^*$, srovės tankis $j_{n,x} \equiv j_{s,E}^*$. Kai $N_a(x) = N_{a(E)} \cdot \exp(-b_E \cdot x)$ – eksponentinis pasiskirstymas, čia $b_E = (1/W_B) \cdot \ln(N_{a(E)}/N_{a(K)})$ – kvazielektrinio lauko E_B bazėje B faktorius, srovės tankio $j_{n,x}$ priklausomybei nuo x neutralioje bazės B srityje $0^* \leq x \leq W_B^*$ galima taikyti tiesinę aproksimaciją:

$$j_n(x) = j_{s,E}^* \cdot (1 - x/W_B^*) - j_{s,K}^* \cdot x/W_B^*. \quad (1.468b)$$

Čia reikia pasakyti, kad difuziniame ir dreifiniame tranzistoriuose bazės B srovės I_B tankis $j_B^* = j_{s,E}^* + j_{s,K}^*$, nes n–p–n tranzistoriaus atveju įtampos $U_{EB} \geq 0$ ir $U_{KB} \geq 0$, ir todėl emiterinė ir kolektorinė p–n sandūros yra įjungtos atgaline kryptimi.

Kvazielektrinio lauko $E_B(x)$ išraišką (1.239) neutralioje bazėje B galima parašyti ir taip:

$$E_B(x) = (k \cdot T/q) \cdot [dN_a(x)/dx] / N_a(x) = (k \cdot T/q) \cdot [d(\ln |N_a|)/dx],$$

iš čia, esant eksponentiniam $N_a(x)$ pasiskirstymui dreifinio tranzistoriaus bazėje B, gauname tokią kvazielektrinio lauko stiprio $E_B(x)$ išraišką:

$$E_B(x) = k \cdot T \cdot b_E / q = k \cdot T \cdot (1/W_B) \cdot \ln(N_{a(E)}/N_{a(K)}) / q, \quad (\text{P1.469})$$

čia $N_{a(E)}$ ir $N_{a(K)}$ – legiruojančių priemaišų tankio $N_a(x)$ bazėje B vertės atitinkamai prie emiterinės E ir kolektorinės K p–n sandūrų nuskurdintų ribų bazėje B.

Iš (P1.469) matome: esant eksponentiniam legiruojančių priemaišų tankio $N_{a,d}(x)$ pasiskirstymui bazėje, dreifinio tranzistoriaus neutralioje bazėje nusistovi pastovaus stiprio kvazielektrinis laukas $E_B(x) = \text{const}$, kuris veikia tik šalutinius krūvininkus bazėje B. Kita vertus, akivaizdu, kad šiuo atveju yra gaunama mažiausia šalutinių krūvininkų lėkio trukmė $t_{d,B}$ per bazę B (1.240), ir todėl dreifinis tranzistorius mažų ir vidutinių srovių $I_{E,K}$ diapazone (0,1–100) mA veikia sparčiau už tokių pat geometrinių parametrų difuzinį tranzistorių.

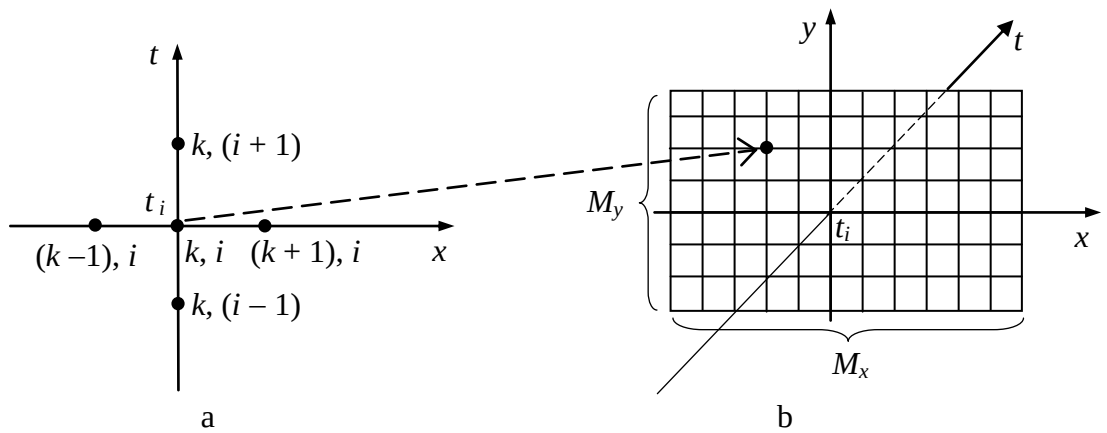
2. Baigtinių skirtumų metodas – tai toks diferencialinių lygčių matematinis

sprendimo būdas, kai vienmatės tolydumo lygties (P1.465) dalinės išvestinės yra pakeičiamos *baigtinių laiko* $\Delta F/\Delta t$ ir *koordinatės* $\Delta F/\Delta(x, y, z)$ *skirtumų lygtimis*, čia ΔF – atitinkamo parametro baigtinis pokytis. Taikant šį metodą, pavyzdžiui, n–p–n tranzistoriaus neutralios p–bazės srityje, vienmatės tolydumo lygtys (P1.465) yra parašomos taip:

$$\left. \begin{aligned} \partial n_{p,x}/\partial t &\cong (n_{p(k,i+1)} - n_{p(k,i)})/\Delta t, \\ \partial n_p(x)/\partial x &\cong (n_{p(k+1,i)} - n_{p(k,i)})/\Delta x, \\ \partial^2 n_p(x)/\partial x^2 &\cong (n_{p(k+1,i)} - 2 \cdot n_{p(k,i)} + n_{p(k-1,i)})/\Delta x^2, \end{aligned} \right\} \quad (\text{P1.470})$$

čia: Δt ir Δx – atitinkamai laiko ir koordinatės „žingsniai“; k ir i – atitinkamai koordinatės ir laiko „žingsnio“ indeksai, nurodantys tankio $n_{p(k,i)}$ vertę koordinatės x ir laiko momento t taške $\{k, i\}$, tai yra parodyta P1.138 pav., a.

Čia turime pasakyti, jog P1.138 pav. pavaizduota situacija yra vadinama „tinklelio“ metodu, kurio esmę sudaro tai, kad puslaidininkinio įtaiso atitinkama sritis yra suskaidoma į $\{M_y \times M_x\}$ dalių, t. y. taip, kaip parodyta P1.138 pav., b.



P1.138 pav. Diferencialinių lygčių matematinis sprendimo būdas baigtinių skirtumų metodu, kai puslaidininkinio įtaiso atitinkama sritis yra suskaidoma į $\{M_y \times M_x\}$ dalių – „tinklelio“ metodu (b), taikant atitinkamai laiko t ir koordinatės x „žingsnius“ Δt_i ir Δx_k (a)

Gautos išraiškos (P1.470) yra įstatomos į lygtį (P1.465) ir taip yra gaunama matematinė lygtis, kuri atitinkamoje tranzistoriaus srityje, pavyzdžiui, neutralioje p– bazėje B, „tinklelio“ metodu aprašo šalutinių krūvininkų tankio $n_{p(k,i)}$ priklausomybę nuo koordinatės $\{x, y, z\}$ ir laiko t :

$$\begin{aligned} n_{p(k,i+1)} &\cong n_{p(k,i)} - \Delta t \cdot [(n_{p(k,i)} - n_{p0(k,i)})/\tau_{nk} + \\ &+ \mu_{nk} \cdot E_{Bk} \cdot (n_{p(k+1,i)} - n_{p(k,i)})/\Delta x + \\ &+ D_{nk} \cdot (n_{p(k+1,i)} - 2 \cdot n_{p(k,i)} + n_{p(k-1,i)})/\Delta x^2]. \end{aligned} \quad (\text{P1.471})$$

Gauta lygtis (P1.471) yra nuosekliai taikoma kiekviename „tinklelio“ $\{M_y \times M_x\}$ taške – šiuo atveju ašies x kryptimi, ir taip galima apskaičiuoti šalutinių krūvininkų – elektronų tankio $n_p(x, t)$ pasiskirstymą p– laidumo bazėje B kiekvienu laiko momentu t_i . Čia reikia pasakyti, kad dėl bazės B, o kartu ir kitų tranzistoriaus sričių suminio krūvio neutralumo išlaikymo sąlygos, didėjant šalutinių krūvininkų tankiui n_p , tiek pat padidėja ir pagrindinių krūvininkų p_p tankis tranzistoriaus p– bazėje B, nes $p_p = p_{p0} + n_p$. Todėl tekant santykinai didelėms srovėms, kai $n_p \approx p_{p0}$, pagrindinių krūvininkų – skylių tankio $p_p(x)$ pasiskirstymas p– bazėje B pasikeičia ir daro įtaką kvazielektriniam laukui $E_B(x)$ (P1.468) dreifinio tranzistoriaus bazėje. Ši įtaka yra įskaitoma tada, kai vienu metu yra sprendžiamos tolydumo (P1.465) ir Puasono (P1.460) lygtys, aprašančios pagrindinius krūvininkus – skyles p_p p– laidumo bazėje B kartu su šalutinius krūvininkus – elektronus n_p aprašančiomis lygtimis

(P1.471) p– bazėje:

$$\left. \begin{aligned} \partial p_{p,x} / \partial t &= -(p_{p,x} - p_{p,o,x}) / \tau_{p,x} + p_{p,x} \cdot \mu_{p,x} \cdot [\partial E_B(x) / \partial x] + \\ &+ \mu_{p,x} \cdot E_{B,x} \cdot [\partial p_p(x) / \partial x] + D_{p,x} \cdot [\partial^2 p_p(x) / \partial x^2], \\ \partial^2 \varphi(x) / \partial x^2 &= -\partial E_B(x) / \partial x = -[q / (\varepsilon_x \cdot \varepsilon_0)] \cdot (p_{p,x} - n_{p,x} - N_{a,x}). \end{aligned} \right\} \quad (P1.472)$$

Vienmačių lygčių sistemos (P1.472) atitinkamų narių dalinės išvestinės anksčiau aprašytu būdu (P1.470) yra pakeičiamos baigtinių laiko $\Delta F / \Delta t$ ir koordinatės $\Delta F / \Delta(x, y, z)$ skirtumų lygtimis:

$$\left. \begin{aligned} \partial p_{p,x} / \partial t &\cong (p_{p(k,i+1)} - p_{p(k,i)}) / \Delta t, \\ \partial p_p(x) / \partial x &\cong (p_{p(k+1,i)} - p_{p(k,i)}) / \Delta x, \\ \partial^2 p_p(x) / \partial x^2 &\cong (p_{p(k+1,i)} - 2 \cdot p_{p(k,i)} + p_{p(k-1,i)}) / \Delta x^2, \\ \partial E_B(x) / \partial x &\cong (E_{B(k+1,i)} - E_{B(k,i)}) / \Delta x. \end{aligned} \right\} \quad (P1.473)$$

Gautas išraiškas (P1.473) įstatę į (P1.472), gauname baigtinių skirtumų lygtys, kurios „tinklelio“ metodu bendriausiu atveju aprašo pagrindinių krūvininkų – skylių tankio $p_{p(k,i)}$ priklausomybes nuo koordinatės $\{x, y, z\}$ ir laiko t dvipolio n–p–n tranzistoriaus neutralioje bazėje B:

$$\left. \begin{aligned} p_{p(k,i+1)} &= p_{p(k,i)} - \Delta t \cdot [(p_{p(k,i)} - p_{p,o(k,i)}) / \tau_{p,k} + \\ &+ p_{p(k,i)} \cdot \mu_{p,k} \cdot (E_{B(k+1,i)} - E_{B(k,i)}) / \Delta x + \\ &+ \mu_{p,k} \cdot E_{B,k} \cdot (p_{p(k+1,i)} - p_{p(k,i)}) / \Delta x + \\ &+ D_{p,k} \cdot (p_{p(k+1,i)} - 2 \cdot p_{p(k,i)} + p_{p(k-1,i)}) / \Delta x^2], \\ E_{B(k+1,i)} &= E_{B(k,i)} + \Delta x \cdot [q / (\varepsilon_k \varepsilon_0)] \cdot (p_{p(k,i)} - n_{p(k,i)} - N_{a,k}). \end{aligned} \right\} \quad (P1.474)$$

Gautos lygtys (P1.472)–(P1.474) aprašo fizikinius procesus tranzistoriaus bazėje nuo jos sudarymo momento t_0 , t. y. nuo legiruojančių priemaišų $N_{a,d}(x, y, z)$ įterpimo į bazę momento. Todėl jų sprendimas automatiškai duoda kvazielektrinio lauko E_B pasiskirstymo funkcijos $E_B(x, y, z)$ vertes visuose bazės srities taškuose $\{x, y, z\}$. Iš čia kyla, jog esant atitinkamoms kraštinėms sąlygoms (P1.466)–(P1.467), bendras lygčių (P1.471) ir (P1.474) sprendimas duoda šalutinių krūvininkų – elektronų tankio $n_p(x, t)$ pasiskirstymą p– bazėje kiekvienu laiko momentu $t \geq t_0$ visame per bazę tekančių srovių I_B verčių diapazone. Čia turime pasakyti, kad lygčių sistema (P1.474), kraštinės sąlygos (P1.466) – (P1.467) ir anksčiau pateiktos papildomos kraštinės sąlygos šalutiniams krūvininkams neutralioje bazėje yra sprendžiamos kartu. Kita vertus, pagrindiniams krūvininkams – skylėms p_p p– bazėje pradiniu laiko momentu $t_0 = 0$, kai n–p–n tranzistoriaus įtampas $U_{EB} \geq 0$ ir $U_{KB} \geq 0$, o tai atitinka, kad n–p–n tranzistoriaus emiterinė ir kolektorinė p–n sandūros yra įjungtos atgaline kryptimi, kartu su iš lygčių (P1.467) gaunama tapatybe $p_{p,o}(x) \cong |N_a(x)|$ sprendimo metu yra taikomos šios papildomos kraštinės sąlygos:

$$\partial [p_{p,o}(0^*)] / \partial x = 0 \quad \text{ir} \quad \partial [p_{p,o}(W_B^*)] / \partial x = 0. \quad (P1.474a)$$

Krūvininkų gyvavimo trukmės $\tau_{n,k}$ (P1.471) ir $\tau_{p,k}$ (P1.474) tranzistoriaus bazėje B yra susietos šia priklausomybe:

$$n_{p,k} / \tau_{n,k} = p_{p,k} / \tau_{p,k} = g_{p-n}, \quad (P1.474b)$$

čia: g_{p-n} – krūvininkų poros n–p generacijos sparta.

Nusistovėjus termodinaminei pusiausvyrai, kai $n_n \cdot p_n = n_p \cdot p_p = n_i^2$, n–p–n tranzistoriaus bazėje B turime krūvininkų n_p ir p_p atitinkamų tankių stacionarius pasiskirstymus $n_p(x)$ ir $p_p(x)$, kurie lemia pastoviųjų srovių I_E , I_K ir I_B vertes atitinkamuose

išvaduose E, K ir B. Tegu kitu pradinio laiko momentu $t^*_0 = 0$ į BB schemą įjungto tranzistoriaus emiterinėje p–n sandūroje yra sukiamas neigiamo poliarizingumo poveikio įtampos U_{in} šuolis $u_{EB}(t) = -U_{oEB} \cdot 1(t)$, čia: U_{oEB} – įtampos šuolio $u_{EB}(t)$ amplitudė; $1(t)$ – vienetinio šuolio funkcija – Hevisaido funkcija. Esant šiam poveikiui, iš n– emiterio E injektuojamų šalutinių krūvininkų – elektronų tankis $n_p(0^*, t)$ p– bazėje prie emiterinės p–n sandūros taip pat šuoliškai padidėja iki vertės, kuri yra nusakoma atitinkama kraštine sąlyga (P1.466). Todėl dėl krūvio neutralumo išlaikymo sąlygos bazėje B atitinkamai padidėja ir pagrindinių krūvininkų – skylių p_p tankis bazėje B:

$$p_p(0^*, t) = p_{p0}(0^*) \cdot \exp(-U_{EB}/\varphi_T), \quad (P1.475)$$

kur padidėjimo procesas vyksta taip, kad būtų tenkinama papildoma kraštinė sąlyga:

$$\Delta p_p = p_p(0^*, t) - p_{p0}(0^*) = \Delta n_p = n_p(0^*, t) - n_{p0}(0^*). \quad (P1.475a)$$

Nagrinėjamu atveju per emiterinę p–n sandūrą teka emiterio E tiesioginė difuzinė srovė $i_{difE}(t)$, kurios tankio $j_{difE}(t) = i_{difE}(t)/S_E$ elektroninis sandas $j_{difEn}(t)$ yra išreiškiama taip:

$$j_{difEn}(t) = q \cdot D_n \cdot \left\{ \partial[n_p(x, t)] / \partial x \right\} \Big|_{x=0^*}, \quad (P1.475b)$$

čia: S_E – emiterinės p–n sandūros plotas.

Analogiškai, spręsdami atitinkamas lygtys emiterio E srityje, randame difuzinės srovės $i_{difE}(t)$ tankio $j_{difE}(t)$ skylinio sando $j_{difEp}(t)$ vertę:

$$j_{difEp}(t) = -q \cdot D_p \cdot \left\{ \partial[p_n(x, t)] / \partial x \right\} \Big|_{x=0^*}, \quad (P1.475c)$$

čia: $p_n(x, t)$ – skylių tankio priklausomybė nuo koordinatės $\{x, y, z\}$ ir laiko t tranzistoriaus n–laidumo emiterio E srityje, kur tariame, kad tiesiogine kryptimi įjungtos emiterinės p–n sandūros nuskurdinto sluoksnio storis $d_{pnE} \cong 0$.

Iš gautų emiterio E difuzinės srovės $i_{difE}(t)$ suminio tankio $j_{difE}(t)$ atitinkamų srovių tankių sandų skaičiavimo rezultatų randame emiterio E suminę difuzinę srovę $i_{difE}(t)$:

$$i_{difE}(t) = [j_{difEn}(t) + j_{difEp}(t)] \cdot S_E. \quad (P1.475d)$$

Akivaizdu, kad taip pat yra apskaičiuojama ir per užtvarinę kryptimi įjungtą kolektorinę p–n sandūrą tekanti kolektoriaus K dreifo srovė $i_{drfK}(t)$:

$$i_{drfK}(t) = [j_{drfKn}(t) + j_{drfKp}(t)] \cdot S_K, \quad (P1.475e)$$

čia atitinkami dreifinių srovių sandai yra:

$$j_{drfKn}(t) = q \cdot D_n \cdot \left\{ \partial[n_p(x, t)] / \partial x \right\} \Big|_{x=W_B^*}, \quad (P1.475f)$$

kolektoriaus K srovės tankio elektroninis sandas, ir

$$j_{drfKp}(t) = -q \cdot D_p \cdot \left\{ \partial[p_n(x, t)] / \partial x \right\} \Big|_{x=W_B^* + d_{pnK}}, \quad (P1.475g)$$

kolektoriaus K srovės tankio skylinis sandas, čia S_K – kolektorinės p–n sandūros plotas.

Išraiškose (P1.475e)–(P1.475g) kolektoriaus K srovės $i_{drfK}(t)$ tankis $j_{drfKp}(t)$ yra randamas n–p–n tranzistoriaus n–laidumo kolektorinės srities taške $x = W_B^* + d_{pnK}$, čia d_{pnK} – kolektorinės p–n sandūros nuskurdinto sluoksnio storis.

Kadangi tranzistoriaus kolektorinė p–n sandūra yra įjungta atgaline kryptimi: n–p–n atveju $U_{KB} \geq 0$, tai, skaičiuojant šalutinių krūvininkų tankio $p_n(x, t)$ pasiskirstymą kolektoriaus K n– srityje, yra taikoma papildoma kraštinė sąlyga:

$$p_n\{(W_B^* + d_{pnK}), t\} \cong 0. \quad (P1.475h)$$

Šiuo atveju abiejuose nagrinėjamuose dvipoliuose tranzistoriuose – difuziniame ir dreifiniame, bazės B srovės $i_B(t)$ tankis $j_B(t)$ yra išreiškiamas taip:

$$j_B(t) = j_{\text{dif } E}(t) - j_{\text{drf } K}(t), \quad (\text{P1.475i})$$

čia bazės B srovė $i_B(t)$ iš esmės yra rekombinacinės prigimties.

Akivaizdu, kad išnagrinėto tiesioginio pagrindinių sistemos (P1.460) lygčių skaitmeninio sprendimo metodo esminis pranašumas yra jo universalumas. Tačiau, iš kitos pusės, akivaizdu ir tai, jog tokiu atveju reikia labai sparčių skaičiavimo mašinų, turinčių labai didelę operatyvinę atmintį, nes pakankamai tikslus skaitmeninis sistemos (P1.460) lygčių sprendimas „tinklelio“ metodu reikalauja labai mažų koordinatės $\Delta(x, y, z)$ ir laiko Δt „žingsnių“, kurių vertės yra parenkamos pagal gautus skaičiavimų rezultatus. Atliekant skaičiavimus dažniausiai yra taikomas patikros principas – „žingsnių“ vertės yra tinkamos, kai jas du kartus sumažinus, tai nebedaro įtakos skaičiavimų rezultatams.

Vienas būdų sumažinti skaičiavimo mašinos operatyvinės atminties dydį, reikalingos skaitmeniniam sprendimui „tinklelio“ metodu, yra atsisakymas skaičiuoti pagrindinių krūvininkų tankio pasiskirstymą dvipoliame tranzistoriuje, arba šalutinių krūvininkų tankio pasiskirstymą vienpolio tranzistoriaus atveju, kai tai neturi esminės įtakos gautų teorinių charakteristikų tikslumui. Difuzinio tranzistoriaus atveju paprastai užtenka aprašyti tik šalutinius krūvininkus atitinkamose srityse. Dreifinio tranzistoriaus atveju taip pat galima aprašyti tik šalutinius krūvininkus atitinkamose darinio srityse. Tačiau šiuo atveju nagrinėjant fizikinius procesus bazėje B yra būtina įvertinti kvazielektrinio lauko E_B ((1.239), (P1.469)) priklausomybę nuo šalutinių krūvininkų tankio p_n arba n_p , kai turime atitinkamai n - arba p -bazę. Ši kvazilauko E_B priklausomybė gali būti išreiškiama atitinkama aproksimacija, pavyzdžiui, tokia:

$$E_B(n_{p(k,i)}) = E_{B0} \cdot [1 - (n_{p(k,i)}/p_{p0})^\eta], \quad (\text{P1.475j})$$

čia: E_{B0} – pradinė E_B modulio vertė (P1.469), kai $n_p = n_{p0}$; η – parenkamas koeficientas.

Išraiškoje (P1.475j) elektronų tankis $n_{p(k,i)}$ p -bazėje kinta intervale:

$$n_{p0} \leq n_{p(k,i)} \leq p_{p0}. \quad (\text{P1.475k})$$

Kitas būdas sumažinti skaičiavimo mašinos operatyvinės atminties dydį, reikalingos skaitmeniniam sprendimui „tinklelio“ metodu, yra koordinatės $\Delta(x, y, z)$ ir laiko Δt „žingsnių“ kintamo dydžio taikymas, juos parenkant skaičiavimo metu. Pavyzdžiui, vienmatės tolydumo lygties (P1.465) antros eilės dalinė išvestinė $\partial^2 n_p(x)/\partial x^2$ yra pakeičiama baigtinių koordinatės $\Delta F/\Delta(x, y, z)$ skirtumų lygtimi, pavyzdžiui, tokio pavidalo:

$$\begin{aligned} \partial^2 n_p(x)/\partial x^2 \cong & 2 \cdot [(n_{p(k+1,i)} - n_{p(k,i)})/\Delta x_{(k+1)} - \\ & - (n_{p(k,i)} - n_{p(k-1,i)})/\Delta x_k]/(\Delta x_k + \Delta x_{(k+1)}), \end{aligned} \quad (\text{P1.476})$$

čia: Δx_k ir $\Delta x_{(k+1)}$ – koordinatės x „žingsniai“ atitinkamai į „kairę“ ir į „dešinę“ nuo taško k pozicijos „tinklelyje“ (P1.138 pav., a).

Iš (P1.476) matyti, jog „žingsnis“ Δx skaičiavimo metu gali būti kintamas – parenkamas atsižvelgiant į tankio $n_p(x)$ kitimo spartą, kurią nusakome $\text{grad } n_p(x)$. Šią priklausomybę galima parašyti tokia proporcija:

$$\Delta x_k \sim [1/\text{grad } n_p(x)]|_{x=k}. \quad (\text{P1.476a})$$

Išraišką (P1.476) įstatę į sistemos (P1.465) pirmąją lygtį, gauname baigtinių skirtumų lygtį, leidžiančią „tinklelio“ metodu aprašyti šalutinių krūvininkų – elektronų tankio $n_{p(k,i)}$ priklausomybę nuo koordinatės $\{x, y, z\}$ ir laiko t n - p - n tranzistoriaus bazėje B, pavyzdžiui, p -srityje:

$$\begin{aligned} \partial n_{p(k,i)}/\partial t \cong & - (n_{p(k,i)} - n_{p0(k,i)})/\tau_{nk} + \\ & + \mu_{nk} \cdot E_{Bk} \cdot (n_{p(k+1,i)} - n_{p(k,i)})/\Delta x_k + \\ & + 2 \cdot D_{nk} \cdot [(n_{p(k+1,i)} - n_{p(k,i)})/\Delta x_{(k+1)} - \\ & - (n_{p(k,i)} - n_{p(k-1,i)})/\Delta x_k]/(\Delta x_k + \Delta x_{(k+1)}), \end{aligned} \quad (\text{P1.477})$$

čia laikoma, kad $E_B(x) = \text{const}$ (P1.469).

Gauta išraiška (P1.477) yra pertvarkoma taip, kad būtų parodyta akivaizdi sąsaja su fizikiniais procesais nagrinėjamoje puslaidininkinio įtaiso srityje, tarkim, dvipolio tranzistoriaus bazėje B. Tam difuzinės srovės $I_{\text{dif } n(x)}$ ir dreifinės srovės $I_{\text{drf } n(x)}$ sandai yra parašomi taip:

$$\left. \begin{aligned} I_{\text{dif } n(x)} &= q \cdot S_{B \times \perp} \cdot D_{n \times} \cdot \{\partial[n_p(x, t)]/\partial x\}, \\ I_{\text{drf } n(x)} &= q \cdot S_{B \times \perp} \cdot \mu_{n \times} \cdot E_B(x) \cdot n_p(x), \end{aligned} \right\} \quad (\text{P1.478})$$

čia: $S_{B \times \perp}$ – nagrinėjamos bazės B p–srities skerspjūvio, statmeno ašiai x, plotas taške x.

Šiuo metu yra sukurta universalių kompiuterinių programų, pavyzdžiui, bendrovės „Synopsys“ puslaidininkinių įtaisų skaitmeninio modeliavimo programinis paketas „Technology Computer-Aided Design“ (TCAD) – Kompiuterinio projektavimo technologijos, su kuriuo galima modeliuoti įvairiuose puslaidininkiniuose dariniuose vykstančius vyksmus – procesus.

3. **Linvilio metodas** (*Linvilio matematinis modelis*) – šio matematinio modelio esmę sudaro tai, kad „tinklelio“ metodu išraiškos (P1.478) yra parašomos skurtuminiu pavidalu:

$$\left. \begin{aligned} I_{\text{dif } n(k)} &\cong (q \cdot S_{B \times \perp} \cdot D_{n \times} / \Delta x_k) \cdot (n_{p(k-1, i)} - n_{p(k, i)}) = \\ &= H_{\text{dif } n(k)} \cdot (n_{p(k-1, i)} - n_{p(k, i)}), \\ I_{\text{drf } n(k)} &= H_{\text{drf } n(k)} \cdot n_{p(k, i)}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{P1.479})$$

čia:

$$H_{\text{dif } n(k)} = q \cdot S_{B \times \perp} \cdot D_{n \times} / \Delta x_k, \quad (\text{P1.479a})$$

yra vadinamasis diskretinis „difuzijos elementas“, aprašantis iš kairės pusės įtekančios į taško k aplinką difuzinės srovės $I_{\text{dif } n(x)}$ sandą;

$$H_{\text{drf } n(k)} = q \cdot S_{B \times \perp} \cdot \mu_{n \times} \cdot E_{B(k, i)} / \Delta x_k, \quad (\text{P1.479b})$$

yra vadinamasis diskretinis „dreifo elementas“, aprašantis tekančios per taško k aplinką dreifinės srovės $I_{\text{drf } n(x)}$ sandą.

Iš lygčių (P1.479) parašymo pavidalo matome, jog formaliai įtraukti „elementai“ gali būti taikomi formalioms elektroninėms grandinėms sudaryti, kurios, savo ruožtu, yra sprendžiamos taikant Kirchhofo taisyklės arba iš jų išvedamais *kontūrinių srovių*, arba *mazginių įtampų metodais*. Šis pakeitimo būdas yra vadinamas *Linvilio metodu* (*Linvilio matematinio modeliu*).

Be jau aprašytų diskretinių „elementų“ (P1.479), galima naudoti šiuos vadinamuosius Linvilio elementus:

1 – „generacijos elementą“ $H_{g n(k)}$;

2 – „rekombinacijos elementą“ $H_{r n(k)}$;

$$H_{r n(k)} = [q \cdot S_{B \times \perp} / (2 \cdot \tau_{n k})] \cdot (\Delta x_{(k+1)} + \Delta x_k); \quad (\text{P1.479c})$$

3 – „kaupimo elementą“ $H_{Q n(k)}$;

$$H_{Q n(k)} = (q \cdot S_{B \times \perp} / 2) \cdot (\Delta x_{(k+1)} + \Delta x_k), \quad (\text{P1.479d})$$

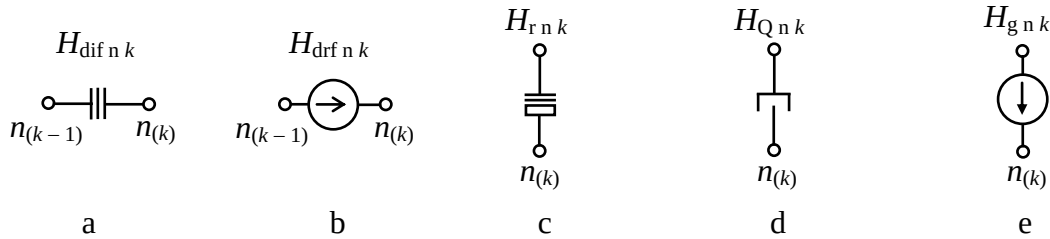
čia išraiškos (P1.479c) ir (P1.479d) yra gautos padauginus lygties (P1.477) abi puses iš $(q \cdot S_{B \times \perp})$.

Čia reikia pasakyti, kad „generacijos elementas“ $H_{g n(k)}$ gali būti išreikštas analogiškai „rekombinacijos elementui“ $H_{r n(k)}$, kai formalioje elektroninėje grandinėje jo srovė turi ištekti iš nagrinėjamo taško k aplinkos. Visi šie „elementai“ yra vadinami *Linvilio elementais* ir lygtis (P1.477), taikant Linvilio elementus, gali būti parašyta taip:

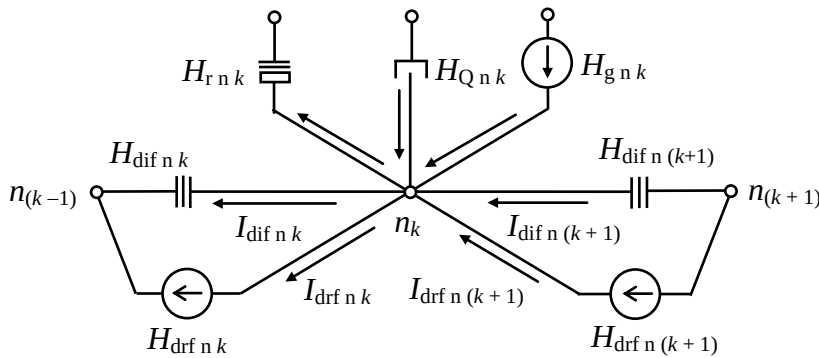
$$\left. \begin{aligned} & H_{Qn(k)} \cdot (\partial n_{pk} / \partial t) - H_{rn(k)} \cdot n_{p(k,i)} + H_{rn(k)} \cdot n_{po(k,i)} + \\ & + I_{drfn(k+1,i)} - I_{drfn(k,i)} + I_{difn(k+1,i)} - I_{difn(k,i)} = 0, \end{aligned} \right\} \quad (P1.480)$$

čia visi lygties nariai turi srovės I dimensiją ir ši lygtis išreiškia pirmąją Kirchhofo taisyklę mazginiam taškui k .

Linilo elementų elektroscheminiai pažymėjimai yra parodyti P1.139 pav., o P1.140 pav. yra parodytas lygčių (P1.479) ir (P1.480) atitikmuo *formaliaja ekvivalentine grandine*.



P1.139 pav. Linilo elementų elektroscheminiai pažymėjimai: a – „difuzijos elementas“; b – „dreifo elementas“; c – „rekombinacijos elementas“; d – „kaupimo elementas“; e – „generacijos elementas“



P1.140 pav. Lygčių (P1.479) ir (P1.480) atitikmuo formaliaja ekvivalentine grandine, sudaryta iš Linilo elementų

Pagrindinis Linilo modelio pranašumas yra tas, kad simboliniai Linilo elementai vienareikšmiškai atitinka tam tikrą fizikinį procesą nagrinėjamoje puslaidininkinio darinio srityje ir kartu yra elektroninės grandinės įtaisai. Todėl įvairių puslaidininkinių įtaisų atitinkamose darinio srityse fizikiniai procesai yra aprašomi įprastomis elektroninių grandinių teorinio modeliavimo lygtimis, kurios, savo ruožtu, yra sprendžiamos atitinkamais standartiniais metodais. Tačiau dažniausiai standartiniuose elektroninių grandinių teorinio sprendimo metoduose kintamieji dydžiai yra srovė I (arba $i(t)$) ir įtampa U (arba $u(t)$), o Linilo metode – srovė I (arba $i(t)$) ir krūvininkų tankis n_p arba p_n . Šis Linilo metodo trūkumas yra pašalinamas pakeičiant kintamuosius n_p ir p_n – jie parašomi kitokiu pavidalu:

$$n_p, p_n \equiv n_i \cdot \exp [\pm (\varphi_{n,p} - \varphi_i) / \varphi_T], \quad (P1.480a)$$

čia: $\varphi_{n,p} = -E_{Fn,p} / q$ – atitinkamo Fermi lygmens atitinkami kvazipotencialai n – arba p –laidumo puslaidininkyje; $\varphi_i = -E_{Fi} / q$ – Fermi kvazipotencialas savitojo i –laidumo puslaidininkyje; ženklas $+$ yra rašomas skylėms, o ženklas $-$ yra rašomas elektronams ir iš čia galima parašyti:

$$\varphi_n = \varphi_i - \varphi_T \cdot \ln(n/n_i), \quad \varphi_p = \varphi_i + \varphi_T \cdot \ln(p/n_i). \quad (P1.481)$$

Iš išraiškų (P1.462), (P1.481) ir Puasono lygties (P1.460) yra gaunama elektrinio lauko E išraiška:

$$E(x) = -\partial \varphi(x) / \partial x, \quad (P1.481a)$$

o iš čia, bei tapatybės $\varphi_T = k \cdot T/q$, srovės tankio lygtį (P1.460) taško k aplinkoje galima parašyti taip:

$$\left. \begin{aligned} j_{nk} &= q \cdot \mu_{nk} [n_k \cdot E_k + \varphi_T \cdot (\partial n / \partial x)|_k] = -q \cdot \mu_{nk} \cdot n_k \cdot (\partial \varphi_n / \partial x)|_k, \\ j_{pk} &= q \cdot \mu_{pk} [p_k \cdot E_k - \varphi_T \cdot (\partial p / \partial x)|_k] = -q \cdot \mu_{pk} \cdot p_k \cdot (\partial \varphi_p / \partial x)|_k. \end{aligned} \right\} \quad (P1.482)$$

Krūvio kaupimo srovę $I_{Qn,p}$ taško k aplinkoje galima parašyti taip:

$$I_{Qn,p}(k) = \partial Q_{n,p}(k) / \partial t, \quad (P1.482a)$$

čia: $Q_{n,p}(k)$ – krūvis, kaupiamas taško k aplinkos tūryje ∂V_k .

Iš (P1.482a), panaudoję akivaizdžią išraišką krūviui $Q_{n,p}(k)$, turime:

$$Q_{nk} = q \cdot n_{pk} \cdot \Delta x_k \cdot S_{Bk \perp}, \quad (P1.482b)$$

elektronams n_{p-p} bazėje ir

$$Q_{pk} = q \cdot p_{nk} \cdot \Delta x_k \cdot S_{Ek \perp}, \quad (P1.482c)$$

skylėms p_n , pavyzdžiui, n –emiteriye.

Kaupimo srovę $I_{Qn,p}$ taško k aplinkoje parašome taip:

$$\begin{aligned} I_{Qn}(k) &= q \cdot \Delta x_k \cdot S_{Bk \perp} \cdot (\partial n_p / \partial t) = \\ &= (q \cdot n_{pk} \cdot \Delta x_k \cdot S_{Bk \perp} / \varphi_T) \cdot [\partial (\varphi_{nk} - \varphi_k) / \partial t], \end{aligned} \quad (P1.483)$$

čia: φ_k – elektrostatinis potencialas taške k .

Iš (P1.483) matyti, jog kaupimo srovės $I_{Qn}(k)$ išraiškos pavidalas yra analogiškas per kondensatorių C tekančios slinkties srovės išraiškai. Todėl galima parašyti:

$$I_{Qn}(k) = C_{nk} \cdot [\partial (\varphi_{nk} - \varphi_k) / \partial t], \quad (P1.484)$$

čia:

$$C_{nk} = (q \cdot n_i \cdot \Delta x_k \cdot S_{Bk \perp} / \varphi_T) \cdot \exp [(\varphi_{nk} - \varphi_k) / \varphi_T], \quad (P1.484a)$$

yra vadinamoji netiesinė talpa $C(U)$, priklausanti nuo įtampos U tarp kondensatoriaus C išvadų (kontaktų).

Analogiškai iš (P1.482) elektronų srovę I_{nk} , pavyzdžiui, n – p – n tranzistoriaus p –bazėje, parašome taip:

$$I_{nk} = q \cdot \mu_{nk} \cdot S_{Bk \perp} \cdot (n_k - n_{(k+1)}) \cdot (\varphi_{nk} - \varphi_{n(k+1)}) / (2 \cdot \Delta x_k), \quad (P1.484b)$$

ir iš čia matome, jog šios srovės išraiška yra analogiška per rezistorių R tekančios srovės išraiškai, ir todėl galima parašyti:

$$I_{nk} = (\varphi_{nk} - \varphi_{n(k+1)}) / R_{nk}, \quad (P1.485)$$

čia:

$$R_{nk} = 2 \cdot \Delta x_k^2 / [D_{nk} \cdot (C_{nk} + C_{n(k+1)})], \quad (P1.485a)$$

yra vadinamoji netiesinė varža $R(C_{i,j})$, priklausanti nuo talpų C_i ir C_j , prijungtų prie netiesinio rezistoriaus išvadų (kontaktų).

Krūvininkų $n_p \leftrightarrow p_p$ arba $n_n \leftrightarrow p_n$ rekombinacijos srovę $I_{rn,p}(k)$ taško k aplinkoje galima parašyti tokia išraiška:

$$I_{rn,p}(k) = \Delta Q_{n,p}(k) / \tau_{n,p}(k), \quad (P1.485b)$$

čia: $\Delta Q_{n,p}(k)$ – perteklinių krūvininkų, kurių tankis yra didesnis už pusiausvirinį tankį, suminis krūvis.

Iš (P1.485b), pavyzdžiui, perteklinių elektronų n_{p-p} – laidumo bazėje B rekombinacijos srovė $I_{rn(k)B}$ taško k aplinkoje yra parašoma taip:

$$I_{rn(k)B} = q \cdot \Delta y_k \cdot S_{Bk \perp} \cdot (n_{p(k,i)} - n_{p0(k,i)}) / \tau_{n(k)} =$$

$$= q \cdot \Delta y_k \cdot S_{Bk\perp} \cdot \{n_i \cdot \exp[(\varphi_{nk} - \varphi_k)/\varphi_T] - n_{p0(k,i)}\} / \tau_{nk}, \quad (P1.486)$$

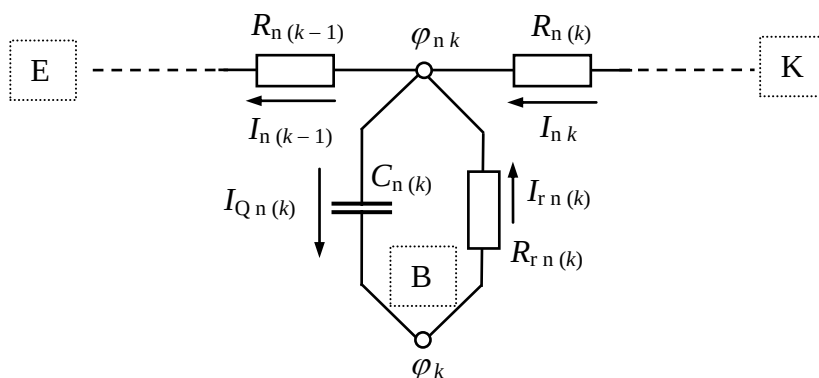
čia: Δy_k – koordinatės „žingsnis“ ašies y kryptimi (P1.138 pav.), nes dvipolio p–n–p tranzistoriaus atveju rekombinacinė srovė I_{rB} bazėje teka bazės B omino kontakto kryptimi, arba n–p–n tranzistoriuje – priešinga kryptimi, ir todėl plotas $S_{Bk\perp}$ yra orientuotas statmenai y ašiai.

Analogiškai išraiškai (P1.485), rekombinacinė elektronų srovė $I_{rn(k)B}$ (P1.486) p–bazėje B taip pat gali būti parašyta pavidalu, atitinkančiu tekančios per netiesinį rezistorių $R_{rn(k)}(\varphi_{nk}, \varphi_k)$ srovės išraišką:

$$I_{rn(k)B} = (\varphi_{nk} - \varphi_{(k+1)}) / R_{rn(k)}(\varphi_{nk}, \varphi_k), \quad (P1.487)$$

čia netiesinio rezistoriaus $R_{rn(k)}(\varphi_{nk}, \varphi_k)$ VACH atitinka išraišką (P1.486).

4. **Paskirstytos RC– grandinės modelis** – kai naudojant simbolinius netiesinius „elementus“ $R_{n(k)}$, $R_{nr(k)}$ ir $C_{n(k)}$ yra sudaroma vadinamoji *formalioji fizikinė ekvivalentinė grandinė*. Šios formaliosios ekvivalentinės grandinės gretimi mazgai turi kvazipontencialą $\varphi_{n,p,k}$ ir elektrostatinį potencialą φ_k . Šiuo metodu taško k aplinkoje sudaryta formalioji ekvivalentinė RC– grandinė yra parodyta P1.141 pav.



P1.141 pav. Bazės B srities taško k aplinkoje sudaryta formalioji n–p–n tranzistoriaus fizikinė ekvivalentinė RC– grandinė

Formalioji fizikinė ekvivalentinė grandinė (P1.141 pav.) aprašo fizikinius procesus nagrinėjamo puslaidininkinio įtaiso atitinkamoje srityje, pavyzdžiui, dvipolio n–p–n tranzistoriaus p– bazėje B. Taikydami formaliąją RC– grandinę visuose „tinkelio“ metodu suskirstytuose bazės srities taškuose gauname paskirstytos RC– grandinės modelį. Tolydumo lygtis (P1.460) elektronams n_p p– bazėje yra parašoma taikant pirmąją Kirchhofo taisyklę kiekvienam mazginiam taškui k (P1.141 pav.):

$$C_{n(k)} \cdot [\partial(\varphi_{nk} - \varphi_k) / \partial t] + I_{rn(k)}(\varphi_{nk}, \varphi_k) - (\varphi_{nk} - \varphi_{n(k+1)}) / R_{n(k)} + (\varphi_{n(k-1)} - \varphi_{nk}) / R_{n(k-1)} = 0. \quad (P1.488)$$

5. **Apytiksliai Šoklio lygčių sistemos sprendimo būdai** yra pagrįsti tuo, kad pagrindinių lygčių (P1.460) *apytiksliai sprendimo būdai* remiasi įvairiais galimais supaprastinimais ir prielaidomis, leidžiančiomis daugeliu atvejų gauti pakankamai tikslias analizes išraiškas. Pavyzdžiui, žemųjų ir vidutinių dažnių ω diapazonuose $\Delta\omega = 0$ –(3–5) MHz elektroninių schemų aktyvieji elementai – tranzistoriai gali būti laikomi neinertiškais, nes daugeliu atvejų fizikinių procesų nusistovėjimo trukmės tranzistoriuose yra kur kas trumpesnės nei pereinamųjų procesų trukmės elektroninės schemos grandinėse. Šiuo atveju momentinės srovės $i_{m,e}(t)$ tranzistoriaus atitinkamuose išvaduose (kontaktuose) iš karto – akimirksniu pakartoja momentinių įtampų $u_{me}(t)$ kitimą atitinkamuose elektroninės grandinės mazguose m ir e , kur srovių momentinės vertės $i_{m,e}(t)$ atitinka stacionarų krūvininkų tankio n arba p pasiskirstymą atitinkamoje tranzistoriaus srityse. Todėl, teoriškai aprašant elektroninių

schemų dinamines savybes, užtenka turėti tranzistoriaus statines charakteristikas – VACH. Toks elektroninių grandinių sprendimo metodas yra vadinamas *kvazistatiniu artiniu*.

2.1. **Krūvio metodas** – tai vienas iš apytikslių pagrindinių lygčių (P1.460) sprendimo kvazistatiniu artiniu būdu, kurio esmę sudaro tai, kad atitinkamo matematinio sprendimo keliu yra randamas suminis krūvis Q_j nagrinėjamoje puslaidininkinio įtaiso srityje, pavyzdžiui, dvipolio tranzistoriaus bazėje B – Q_B . Skaičiuojant krūvį Q_j yra laikoma, jog nagrinėjamoje puslaidininkinio įtaiso srityje j krūvininkų n arba p pasiskirstymas tūryje V_j ir laike t yra artimas stacionariam. Viena pagrindinių krūvio metodo prielaidų yra tai, kad potencialo φ_j ir šaltinių krūvininkų tankio n_p arba p_n nestacionarus pasiskirstymas tūryje V_j ir laike t yra parašomas, sakysime, elektronams n_p p–laidumo bazėje B koordinatės x kryptimi, taip:

$$\left. \begin{aligned} \varphi(x, t) &\cong \varphi_0(x) \cdot F_\varphi[\varphi_1(t), \varphi_2(t)], \\ n_p(x, t) &\cong n_{p0}(x) \cdot F_n[n_{p1}(t), n_{p2}(t)], \end{aligned} \right\} \quad (P1.489)$$

čia: $\varphi_0(x)$ ir $n_{p0}(x)$ – atitinkamai potencialo ir elektronų tankio stacionarūs pasiskirstymai; $F_\varphi[\varphi_1(t), \varphi_2(t)]$ ir $F_n[n_{p1}(t), n_{p2}(t)]$ – atitinkamų kraštinių sąlygų funkcijos.

Iš (P1.489) matome, jog krūvio metode funkcijų $\varphi(x, t)$ ir $n_p(x, t)$ priklausomybės nuo laiko t yra nulemtos tik kraštinių sąlygų kitimo laike t . Pavyzdžiui, n–p–n difuzinio tranzistoriaus bazėje B elektronų tankio $n_{pB}(x, t)$ stacionarų pasiskirstymą nuo x galima išreikšti tokia tiesine priklausomybe:

$$n_{p0(B)}(x) = n_{p0(e)} \cdot [1 - (x/W_B^*)] \quad \text{ir} \quad n_{pB}(x, t) \cong n_{p(e)}(t) \cdot [1 - (x/W_B^*)], \quad (P1.489a)$$

čia: $n_{p0(e)}$ ir $n_{p(e)}(t)$ – atitinkamai elektronų tankio stacionari reikšmė ir priklausomybė nuo laiko t prie emiterinės p–n sandūros ribos bazėje, kai $x = 0^*$, o x kinta intervale $0^* \leq x \leq W_B^*$ (P1.137 pav.).

Suminis krūvis Q_j , pavyzdžiui, p–bazėje B – Q_B , yra randamas integruojant elektronų tankio $n_{pB}(x, t)$ pasiskirstymą visame p–bazės B tūryje V_B pagal koordinatę x (P1.489):

$$\begin{aligned} Q_B &= -q \cdot S_{B\perp} \cdot \int_0^{W_B^*} n_{pB}(x) \cdot dx = -q \cdot S_{B\perp} \cdot Q_B[n_{p(e)}(t), n_{p(k)}(t)] = \\ &= -q \cdot S_{B\perp} \cdot W_B^* \cdot n_{p(e)}(t)/2, \end{aligned} \quad (P1.490)$$

čia: $n_{p(e)}(t)$ ir $n_{p(k)}(t)$ – atitinkamai elektronų tankis p–bazėje B prie emiterinės ir kolektorinės p–n sandūrų nuskurdintų sričių bazėje B, o tai ir yra kraštinės sąlygos nagrinėjamoje puslaidininkinio įtaiso srityje, šiuo atveju n–p–n tranzistoriaus p–bazėje B, o išraiškose (P1.489) esantys indeksai 1 ir 2 pakeisti bazės B srities atitinkamų ribų pavadinimais e – emiteris ir k – kolektorius.

Diferencijuojant funkciją $Q_B[n_{p(e)}(t), n_{p(k)}(t)]$ pagal laiką t , galima rasti sroves $I_{1,2}$, tekančias per puslaidininkinio įtaiso išvadus – ominių kontaktus 1 ir 2:

$$I_1 = (\partial Q_B / \partial n_{p1}) \cdot (\partial n_{p1} / \partial t), \quad I_2 = (\partial Q_B / \partial n_{p2}) \cdot (\partial n_{p2} / \partial t). \quad (P1.491)$$

Kita pagrindinė krūvio metodo prielaida yra ta, kad į nagrinėjamą puslaidininkinio įtaiso atitinkamą sritį j įtekanti arba iš jos ištekanti srovė I_j (arba $i_j(t)$) yra tiesiog proporcinga toje srityje sukauptam krūviui Q_j . Pavyzdžiui, dvipolio tranzistoriaus atveju, kai jis veikia aktyvioje veikoje ir jo veikos taškas yra tarp soties ir atkirtos sričių (1.58 pav.), emiterio E srovė $i_E(t)$, kolektorius K srovė $i_K(t)$ ir bazės B srovė $i_B(t)$ taikant krūvio metodą yra parašomos taip:

$$i_E(t) = |Q_B(t)| / \tau_E, \quad i_K(t) = |Q_B(t)| / \tau_K, \quad i_B(t) = |Q_B(t)| / \tau_B, \quad (P1.492)$$

čia: τ_E , τ_K ir τ_B – atitinkamai emiterio E, kolektorius K ir bazės B srovių trukmės konstantos.

Iš žinomos srovių balanso sąlygos tranzistoriuje (1.108): $i_E(t) = i_K(t) + i_B(t)$, ir iš

(P1.492) galima parašyti:

$$1/\tau_E = 1/\tau_K + 1/\tau_B. \quad (P1.493)$$

Nesunku pastebėti, kad padauginę abi pirmosios lygties (P1.465) puses iš q ir atlikę integravimą visame, pavyzdžiui, p - bazės B tūryje V_B , kai $g_n(x) = 0$, gauname tokio pavidalo išraišką:

$$\partial Q_B / \partial t = -Q_B / \tau_{nB} + i_E(t) - i_K(t) = -Q_B / \tau_{nB} + i_B(t), \quad (P1.493a)$$

ir iš čia, esant pastovioms srovėms – stacionarus atvejis, gauname, jog $\partial Q_B / \partial t = 0$, ir iš čia randame:

$$i_B = |Q_B| / \tau_{nB}, \quad (P1.493b)$$

o iš čia ir (1.492) gauname:

$$\tau_B = \tau_{nB} \equiv \tau_{efB}. \quad (P1.493c)$$

Pasinaudoję sąryšiu (1.150) ir srovių balanso sąlyga (1.108), iš (P1.492) galime parašyti:

$$i_E(t) = \beta \cdot i_B(t) + i_B(t) = (1 + \beta) \cdot |Q_B(t)| / \tau_B = |Q_B(t)| / \tau_E, \quad (P1.493d)$$

iš čia randame:

$$\tau_E = \tau_B / (1 + \beta) = \tau_{efB} / (1 + \beta), \quad (P1.493e)$$

o tai reiškia, kad $\tau_E \ll \tau_{B,efB}$, nes $\beta \gg 1$.

Analogiškai iš sąryšio (1.126) ir (P1.492) randame:

$$i_K(t) / \alpha = i_K(t) + i_B(t) = |Q_B(t)| / \tau_K + |Q_B(t)| / \tau_B = |Q_B(t)| / (\alpha \cdot \tau_K), \quad (P1.493f)$$

ir iš čia gauname:

$$\tau_K = \tau_B \cdot (1 - \alpha) / \alpha = \tau_{efB} / \beta, \quad (P1.493g)$$

o tai reiškia, kad $\tau_K \ll \tau_{B,efB}$, nes $\beta \gg 1$.

5.2. **Nykstamai mažų trikdžių metodas** – tai kitas pagrindinių lygčių (P1.460) apytikslio sprendimo kvazistatiniu artiniu būdas, kurio esmę sudaro tai, kad netiesinės diferencialinės lygties dalinės laiko $\partial F / \partial t$ ir koordinatės $\partial F / \partial (x, y, z)$ išvestinės yra parašomos stacionaraus sprendinio $F_0(x)$, kurio priklausomybę nuo laiko $F_0(t)|_x$ lemia kraštinės sąlygos $F_1(t)$ ir $F_2(t)$, ir papildomo dinaminio nario $F_{\sim}(x, t)$ aritmetine suma:

$$\partial F / \partial t = F(F, F', F''), \quad F(x_1) = F_1, \quad F(x_2) = F_2, \quad F(x, t) = F_0(x) + F_{\sim}(x, t), \quad (P1.494)$$

čia: $F' = \partial F / \partial x$ – pirmoji išvestinė, $F'' = \partial^2 F / \partial x^2$ – antroji išvestinė.

Viena pagrindinių nykstamai mažų trikdžių metodo prielaidų yra ši nelygybė:

$$\partial F_{\sim} / \partial t \ll \partial F_0 / \partial t, \quad (P1.495)$$

o tai atitinka *mažo signalo sąlygą*.

Šios (P1.495) prielaidos fizikinė esmė yra ta, jog lygties (P1.494) nestacionarus sprendinys yra artimas stacionariam sprendiniui $F_0(x)$, kuris, savo ruožtu, priklauso tik nuo išorinių nagrinėjamos puslaidininkinio įtaiso srities kraštinių sąlygų $F_1(t)$ ir $F_2(t)$. Iš čia paaiškėja, kad ieškomas netiesinės diferencialinės lygties apytikslis sprendinys $F(x, t)$ turi išreikštinį pavidalą:

$$F(x, t) = F[x, F_1(t), F_2(t)]. \quad (P1.495a)$$

Dalinių išvestinių metodu lygtį (P1.494), panaudojus nelygybę (P1.495), galima parašyti taip:

$$\partial F / \partial t \cong \partial F_0 / \partial t = (\partial F_0 / \partial F_1) \cdot (\partial F_1 / \partial t) + (\partial F_0 / \partial F_2) \cdot (\partial F_2 / \partial t). \quad (P1.496)$$

Pasinaudoję gautą išraišką (P1.496), pradinę lygtį (P1.494) funkcijos $F_{\sim}(x, t)$ atžvilgiu

parašome tokiu pavidalu:

$$(\partial F_0 / \partial F_1) \cdot F'_1 + (\partial F_0 / \partial F_2) \cdot F'_2 = F[(F_0 + F_\sim), (F'_0 + F'_\sim), (F''_0 + F''_\sim)], \quad (P1.497)$$

čia: $F'_1 = \partial F_1 / \partial t$, $F'_2 = \partial F_2 / \partial t$, ir tariame, kad nagrinėjamos atitinkamos puslaidininkinės srities ribose funkcija $F_\sim$ yra lygi nuliui – $F_\sim(x_1, t) = 0$, $F_\sim(x_2, t) = 0$.

Išsprendę lygtį (P1.496), randame funkcijos $F_\sim$ priklausomybę $F_\sim[x, F_1(t), F_2(t)]$ ir iš čia randame tekančias per nagrinėjamos atitinkamos puslaidininkinės srities ribas 1 ir 2, atitinkamas sroves I_1 ir I_2 . Taip pat randame šių srovių priklausomybes nuo įtampų U_1 , U_2 ir jų išvestinių $U'_1 = \partial U_1 / \partial t$ ir $U'_2 = \partial U_2 / \partial t$, ir iš čia srovės I_1 ir I_2 yra išreiškiamos tokiomis išraiškomis:

$$I_1 = F_1(U_1, U_2, U'_1, U'_2, x_1), \quad I_2 = F_2(U_1, U_2, U'_1, U'_2, x_2). \quad (P1.498)$$

Įsimintini p–n sandūros (diodo) ir dvipolio tranzistoriaus teorinių skaičiavimų rezultatai, kurie yra gauti skaičiuojant p–n sandūros darinį – diodą ir dvipolio tranzistoriaus bazės B neutralią sritį tarp emiterinės ir kolektorinės p–n sandūrų nuskurdintų ribų bazėje B.

Diodo atveju P1.142 pav. vertikalioje pozicijoje A, esant termodinaminei pusiausvyrai, kai $n_n \cdot p_n = p_p \cdot n_p = n_i^2$, yra parodytos staigiosios p–n sandūros legiruojančių priemaišų $N_{a,d}$ suminio tankio $N = N_d + |N_a|$ pasiskirstymo priklausomybė nuo x (a), elektrinio lauko stiprio E priklausomybė nuo x (b) ir elektrostatinio potencialo φ priklausomybė nuo x (c) p–n sandūros nuskurdintoje srityje, staigiosios p–n sandūros energinė diagrama (d), o P1.142 pav. vertikalioje pozicijoje B yra pateiktos atitinkamos diagramos tolydinės p–n sandūros atveju.

Kontaktinis p–n sandūros potencialo skirtumas φ_k , kuris sukuria energinį barjerą $\Delta E = q \cdot \varphi_k$, neleidžiantį pagrindinių krūvininkų – elektronų n_n bei skylių p_p difuzijos iš n– į p–sritis ir atvirkščiai, yra randamas taip:

$$\begin{aligned} \varphi_k &= \Delta E_g / q - (\varphi_n + \varphi_p) = \varphi_T \cdot \ln(N_c \cdot N_v / n_i^2) - \\ &\quad - [\varphi_T \cdot \ln(N_c / n_{n0}) + \varphi_T \cdot \ln(N_v / p_{p0})] = \\ &= \varphi_T \cdot \ln(n_{n0} p_{p0} / n_i^2) \cong \varphi_T \cdot \ln(|N_a| N_d / n_i^2). \end{aligned} \quad (P1.499)$$

Termodinaminėje pusiausvyroje galioja sąryšis $n_{n0} \cdot p_{n0} = n_{p0} \cdot p_{p0} = n_i^2$, ir todėl iš (P1.499) galima parašyti:

$$\varphi_k = \varphi_T \cdot \ln(n_{n0} / n_{p0}) = \varphi_T \cdot \ln(p_{p0} / p_{n0}), \quad (P1.500)$$

ir iš čia gauname:

$$n_{p0} = n_{n0} \cdot \exp(-\varphi_k / \varphi_T), \quad p_{n0} = p_{p0} \cdot \exp(-\varphi_k / \varphi_T). \quad (P1.501)$$

Nuskurdintose p–n sandūros srityse – užbrūkšniuoti plotai P1.142 pav., A-a ir B-a, donorų N_d ir akceptorų N_a jonizuotų atomų krūviai yra lygūs:

$$N_d \cdot x_n = N_a \cdot x_p. \quad (P1.502)$$

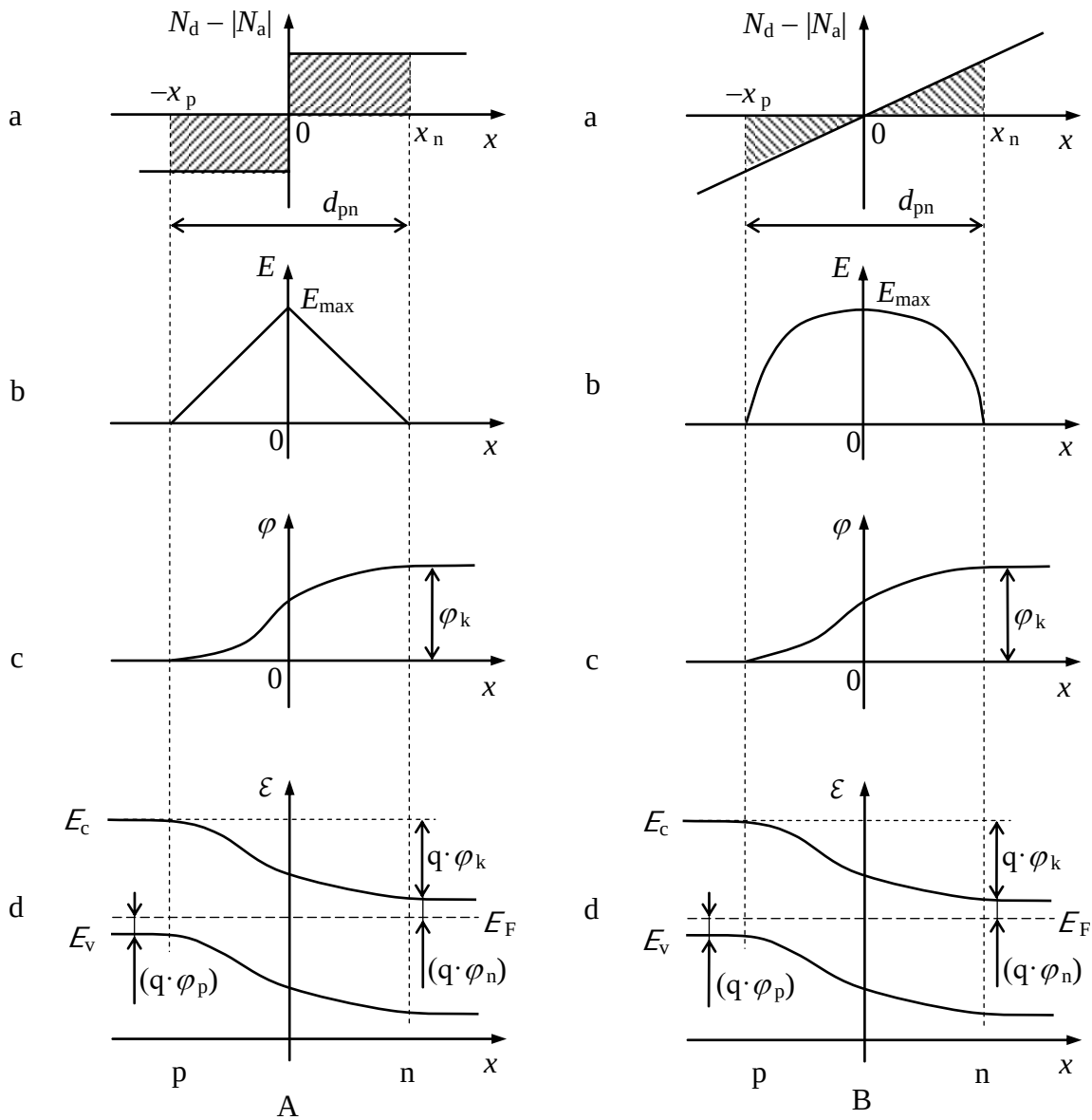
Elektrinio lauko E priklausomybė nuo x simetrinės staigiosios p–n sandūros (P1.142 pav., A-b) nuskurdintoje srityje yra randama iš išraiškų:

$$\left. \begin{aligned} E(x) &\cong q \cdot |N_a| \cdot (x + |x_p|) / (\varepsilon \cdot \varepsilon_0), \text{ kai } -x_p \leq x \leq 0, \\ E(x) &\cong E_{\max} + q \cdot N_d \cdot x / (\varepsilon \cdot \varepsilon_0) = q \cdot N_d \cdot (x_n - x) / (\varepsilon \cdot \varepsilon_0), \text{ kai } 0 \leq x \leq x_n. \end{aligned} \right\} \quad (P1.503)$$

Elektrostatinio potencialo φ priklausomybė nuo x staigiosios p–n sandūros (P1.142 pav., A-c) nuskurdintoje srityje yra randama iš išraiškų:

$$\varphi(x) \cong q \cdot |N_a| \cdot (x + |x_p|)^2 / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0), \text{ kai } -x_p \leq x \leq 0, \quad (P1.504a)$$

$$\varphi(x) \cong q \cdot N_d \cdot (2 \cdot x_n \cdot x - x^2) / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0) + q \cdot |N_a| \cdot x_p^2 / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0), \text{ kai } 0 \leq x \leq x_n. \quad (P1.504b)$$



P1.142 pav. Termodinaminėje pusiausvyroje teoriškai apskaičiuotos staigiosios p–n sandūros (A) ir tolydinės p–n sandūros (B) legiruojančių priemaišų N_d, a tankio skirtumo $N = N_d - |N_a|$ pasiskirstymo priklausomybė nuo x (a), elektrinio lauko stiprio E priklausomybė nuo x (b) ir elektrostatinio potencialo φ priklausomybė nuo x (c) p–n sandūros nuskurdintoje srityje ir atitinkamos p–n sandūros energinė diagrama (d)

Iš (P1.504) randame:

$$\varphi_k = |E_{\max}| \cdot (x_n + |x_p|)/2 = |E_{\max}| \cdot d_{pn}/2, \quad (\text{P1.504a})$$

čia:

$$E_{\max} = q \cdot N_d \cdot x_n / (\varepsilon \cdot \varepsilon_0) \quad \text{arba} \quad E_{\max} = q \cdot N_a \cdot |x_p| / (\varepsilon \cdot \varepsilon_0), \quad (\text{P1.504b})$$

yra elektrinio lauko stiprio E modulio $E(x)$ maksimali vertė, kai $x = 0$, ir iš čia staigiosios p–n sandūros atveju nuskurdintos srities storiui d_{pn} gauname:

$$d_{pn} = x_n + |x_p| = [2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \varphi_k \cdot (|N_a| + N_d) / (q \cdot |N_a| \cdot N_d)]^{1/2}. \quad (\text{P1.505})$$

Iš (P1.505) darytina svarbi išvada, o būtent, kai $|N_a| \gg N_d$, tai $x_n \gg |x_p|$, ir todėl storis $d_{pn} \cong x_n$. Ir atvirkščiai, kai $N_d \gg |N_a|$, tai $|x_p| \gg x_n$ ir storis $d_{pn} \cong |x_p|$, iš čia matome, jog

faktiškai visa nuskurdinta p–n sandūros sritis yra puslaidininkio srityje, kur mažesnis legiruojančių priemaišų tankis.

Bendriausiu atveju kūno elektrinė talpa $C = \partial Q / \partial U$ ir iš čia nesimetrinės staigiosios p–n sandūros atveju barjerinė talpa C_{pn} yra randama iš išraiškos:

$$C_{pn} \cong S_{pn} \cdot \partial(q \cdot |N_{a,d}| \cdot d_{pn}) / \partial[q \cdot |N_{a,d}| \cdot d_{pn}^2 / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0)] = \\ = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S_{pn} / d_{pn} = S_{pn} \cdot \{q \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot |N_{a,d}| / [2 \cdot (\varphi_k \pm U_{np} - 2 \cdot \varphi_T)]\}^{1/2}, \quad (P1.506)$$

čia: $|N_{a,d}| = |N_a|$, kai $|N_a| \ll N_d$ ir $|N_{a,d}| = N_d$, kai $N_d \ll |N_a|$.

Gautoje išraiškoje (P1.506) p–n sandūros įtampos U_{np} poliaringumas $\pm$ yra nusakomas p–srities – anodo A atžvilgiu, ir atitinka įtampos ženklą n–srityje – katode K.

Elektrinio lauko stiprio E priklausomybė nuo x simetrinės tolydinės p–n sandūros nuskurdintoje srityje (P1.142 pav., B-b) yra randama iš išraiškos:

$$E(x) \cong q \cdot a \cdot [(d_{pn}/2)^2 - x^2] / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0), \quad (P1.507)$$

čia: $a = \partial|N_{a,d}| / \partial x$ – legiruojančių priemaišų tankio $N_{a,d}$ gradientas, o koordinatė x kinta ribose $-d_{pn}/2 \leq x \leq d_{pn}/2$.

Elektrinio laiko $E(x)$ modulis $E(x)$ maksimumo vertę $|E_{\max}|$ įgyja taške $x = 0$:

$$E_{\max} \cong q \cdot a \cdot d_{pn}^2 / (8 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0). \quad (P1.508)$$

Elektrostatinio potencialo φ priklausomybė nuo x simetrinės tolydinės p–n sandūros nuskurdintoje srityje (P1.142 pav., B-c) yra randama iš išraiškos:

$$\varphi(x) = |E_{\max}| \cdot (|x_p| + x) - q \cdot a \cdot (|x_p|^3 + x^3) / (6 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0), \quad (P1.509)$$

čia x kinta ribose $-x_p \leq x \leq x_n$.

Iš (P1.509) matome, jog simetrinės tolydinės p–n sandūros atveju jos sandūros kontaktinis potencialo skirtumas φ_k yra:

$$\varphi_k = q \cdot a \cdot d_{pn}^3 / (12 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0) \cong \varphi_T \cdot \ln [(a \cdot d_{pn} / (2 \cdot n_i))^2], \quad (P1.510)$$

ir iš čia:

$$d_{pn} = [12 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \varphi_k / (q \cdot a)]^{1/3}. \quad (P1.511)$$

Simetrinės tolydinės p–n sandūros atveju (P1.142 pav., B-b) barjerinė talpa C_{pn} yra randama iš išraiškos:

$$C_{pn} = S_{pn} \cdot \{ \partial(q \cdot a \cdot d_{pn}^2 / 8) / \partial[q \cdot a \cdot d_{pn}^3 / (12 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0)] \} = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S_{pn} / d_{pn} = \\ = S_{pn} \cdot \{ q \cdot a \cdot (\varepsilon \cdot \varepsilon_0)^2 / [12 \cdot (\varphi_k \pm U_{np})] \}^{1/3}. \quad (P1.512)$$

Kai $a \neq \text{const}$, pavyzdžiui, $a_n = \partial N_d / \partial x > a_p = \partial |N_a| / \partial x$, tai šiuo atveju elektrinio lauko E priklausomybė nuo x nesimetrinės tolydinės p–n sandūros nuskurdintoje srityje yra parašoma taip:

$$\left. \begin{aligned} E(x) &= q \cdot a_p \cdot (x^2 - |x_p|^2) / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0), \quad \text{kai } -x_p \leq x \leq 0, \\ E(x) &= q \cdot (a_n \cdot x^2 - a_p \cdot |x_p|^2) / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0), \quad \text{kai } 0 \leq x \leq x_n, \end{aligned} \right\} \quad (P1.513)$$

ir iš čia gauname:

$$E_{\max} = -q \cdot a_p \cdot x_p^2 / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0), \quad \text{kai } x = 0. \quad (P1.513a)$$

Kita iš (P1.513a) kylanti išvada yra ta, jog galioja sąryšis:

$$a_n \cdot x_n^2 - a_p \cdot x_p^2 = 0, \quad \text{arba} \quad a_n / a_p = x_p^2 / x_n^2, \quad (P1.513b)$$

o tai iš esmės reiškia tą faktą, kad jonizuotų donorų N_d^* ir akceptorų N_a^* suminių krūvių atitinkamai $Q_d = |-Q_a|$ – moduliai p–n sandūros nuskurdintose atitinkamose srityse yra lygūs.

Elektrostatinio potencialo φ priklausomybė nuo x nesimetrinės tolydinės p–n sandūros

nuskurdintoje srityje yra randama iš išraiškų:

$$\left. \begin{aligned} \varphi(x) &= q \cdot a_p \cdot (2 \cdot |x_p|^3/3 + |x_p|^2 \cdot x - x^3/3) / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0), \text{ kai } -x_p \leq x \leq 0, \\ \varphi(x) &= q \cdot (a_p \cdot |x_p|^2 \cdot x - a_n \cdot x^3/3) / (2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 + q \cdot a_p \cdot |x_p|^3 / (3 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0)), \text{ kai } 0 \leq x \leq x_n, \end{aligned} \right\} \quad (\text{P1.514})$$

ir iš čia randame nesimetrinės tolydinės p–n sandūros kontaktinio potencialo skirtumą φ_k :

$$\varphi_k = q \cdot a_p \cdot x_p^2 \cdot d_{pn} / (3 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0) \cong q \cdot a_p \cdot d_{pn}^3 / (3 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0), \quad (\text{P1.515})$$

čia apytikslė lygybė, kai $a_p \ll a_n$, ir iš (P1.515) gauname:

$$d_{pn} = [3 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \varphi_k / (q \cdot a_p)]^{1/3}. \quad (\text{P1.516})$$

Nesimetrinės tolydinės p–n sandūros atveju barjerinė talpa C_{pn} yra randama iš išraiškos:

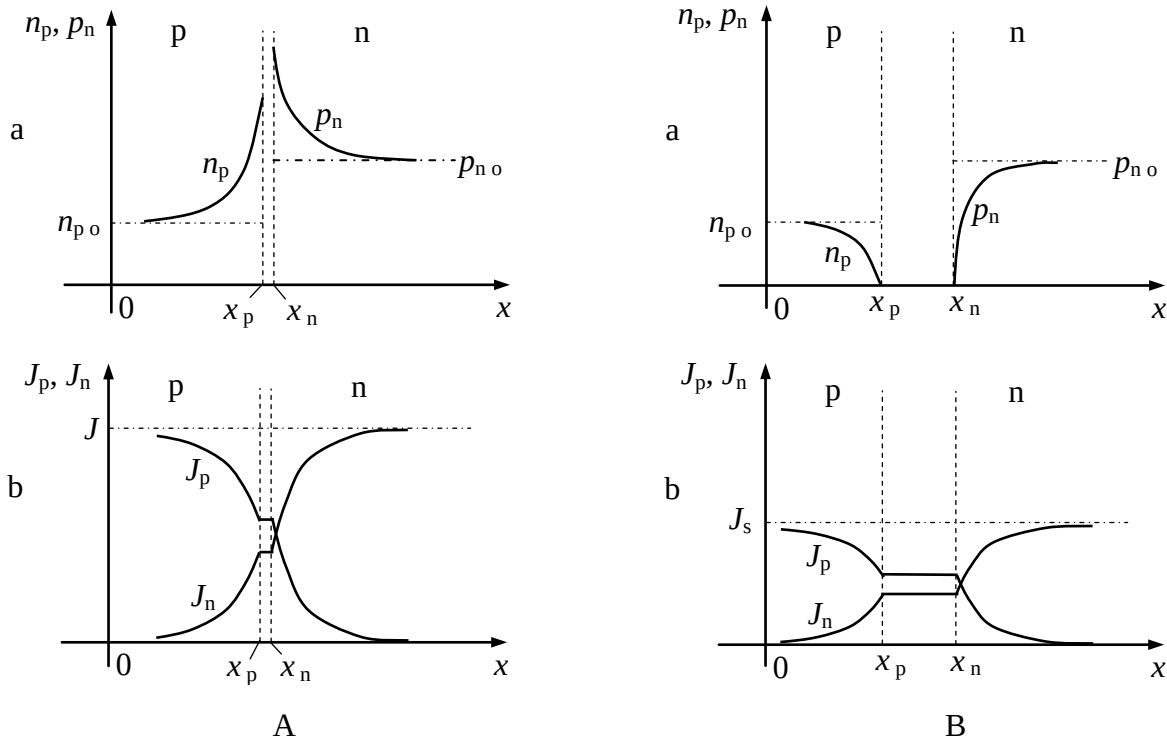
$$\begin{aligned} C_{pn} &\cong S_{pn} \cdot \{ \partial(q \cdot a_p \cdot d_{pn}^2/2) / \partial[q \cdot a_p \cdot d_{pn}^3 / (3 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0)] \} = \\ &= \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot S_{pn} / d_{pn} = S_{pn} \cdot \{ q \cdot a_p \cdot (\varepsilon \cdot \varepsilon_0)^2 / [3 (\varphi_k \pm U_{np})] \}^{1/3}. \end{aligned} \quad (\text{P1.517})$$

Srovės stiprio I per p–n sandūrą priklausomybė nuo įtampos U_{pn} – diodo VACH yra išreiškiama taip:

$$\left. \begin{aligned} I &= I_p + I_n = I_s \cdot \{ \exp [(\pm U_{pn} / (m \cdot \varphi_T)) - 1] \}, \\ I_s &= q \cdot (D_p \cdot p_{n0} / L_p + D_n \cdot n_{p0} / L_n) \cdot S_{pn}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{P1.518})$$

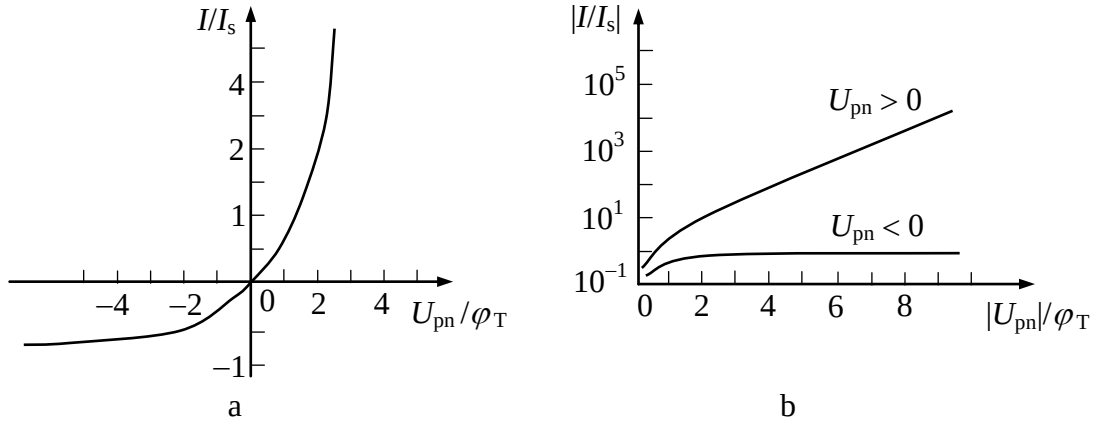
čia: $m = 1-2$, o ženklas $\pm$ atitinka įtampos ženklą p– srityje – anode A.

P1.143 pav. yra parodytos šalutinių krūvininkų tankio n_p arba p_n (P1.143 pav., a) ir srovės I tankio J sandų J_n ir J_p (P1.143 pav., b) priklausomybės nuo koordinatės x , kai p–n sandūra yra įjungta atitinkamai tiesiogine (A) ir atgaline (B) kryptimis.



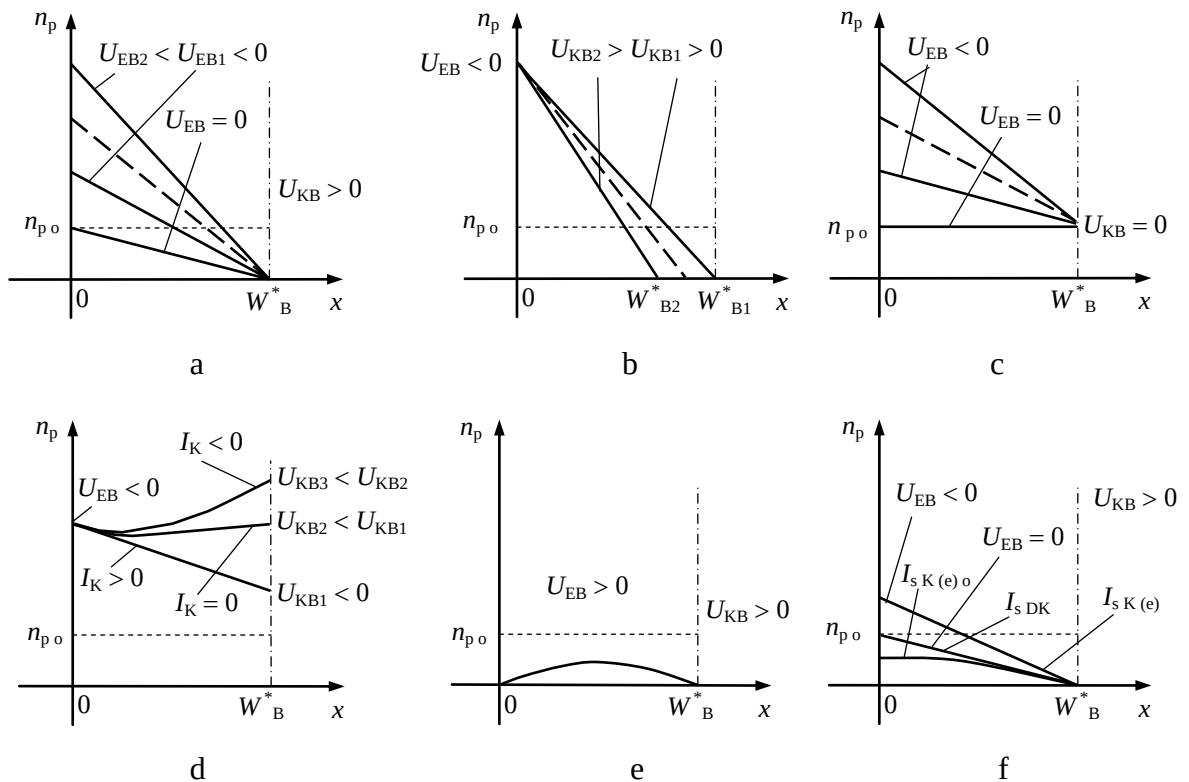
P1.143 pav. Šalutinių krūvininkų tankio n_p arba p_n (a) ir srovės I tankio J sandų J_n ir J_p (b) priklausomybės nuo koordinatės x , kai p–n sandūra yra įjungta atitinkamai tiesiogine (A) ir atgaline (B) kryptimis

P1.144 pav. yra parodytos iš (P1.518) apskaičiuotos p–n sandūros VACH, kurios yra pateiktos atitinkamai tiesiniu (P1.144 pav., a) ir pusiau logaritminiu (P1.144 pav., b) masteliu.



P1.144 pav. Iš (P1.518) apskaičiuotos p–n sandūros VACH, kurios yra pateiktos normuotais tiesiniu (a) ir pusiau logaritminiu (b) masteliais

Šalutinių krūvininkų, tarkime, elektronų tankio n_p stacionaraus pasiskirstymo priklausomybės nuo x dvipolio difuzinio n–p–n tranzistoriaus p– bazės B neutralioje srityje $0 \leq x \leq W_B^*$, esant įvairioms įtampoms U_{EB} – emiterinėje ir U_{KB} – kolektorinėje p–n sandūrose, ir tarus, kad emiterio efektyvumo koeficientas $\gamma_E \cong 1$ (1.196), yra parodytos P1.145 pav.



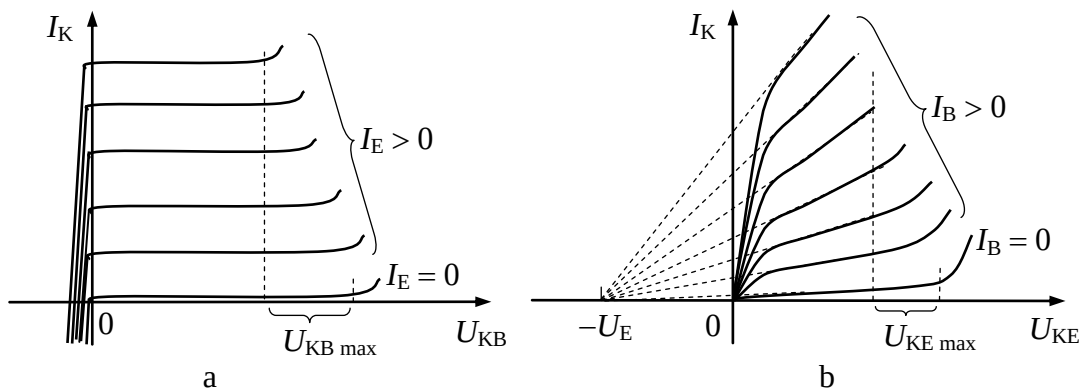
P1.145 pav. Elektronų tankio n_p stacionaraus pasiskirstymo priklausomybės nuo x dvipolio difuzinio n–p–n tranzistoriaus p– bazės neutralioje srityje $0 \leq x \leq W_B^*$, esant įvairioms įtampoms U_{EB} – emiterinėje ir U_{KB} – kolektorinėje p–n sandūrose, tarus, kad $\gamma_E \cong 1$ (1.196)

Iš P1.145 pav. pateiktų šalutinių krūvininkų – elektronų n_p pasiskirstymo priklausomybių $n_p(x)$ difuzinio n–p–n tranzistoriaus neutralioje p– bazėje kyla *pagrindinės*

(pamatinės) dvipolio tranzistoriaus veikos principų fizikinės išvados:

- 1) šalutinių krūvininkų tankis n_p arba p_n neutralioje bazėje B prie emiterinės, kai $x = 0$, ir kolektorinės, kai $x = W_B^*$, atitinkamų p–n sandūrų nuskurdintų sričių bazėje B yra tiesiog proporcingas eksponentei $\exp(\pm U_{pn}/\varphi_T)$ (P1.466);
- 2) emiterio E ir kolektoriaus K atitinkamos srovės I_E ir I_K yra tiesiog proporcingos šalutinių krūvininkų tankio neutralioje bazėje B atitinkamam gradientui $\partial n_p / \partial x$ arba $\partial p_n / \partial x$ prie emiterinės, kai $x = 0$, ir kolektorinės, kai $x = W_B^*$, atitinkamų p–n sandūrų nuskurdintų sričių bazėje B;
- 3) tranzistoriaus aktyviosios veikos metu, kai emiterinė p–n sandūra yra atidaryta, o kolektorinė p–n sandūra – uždaryta, bazės B srovė $I_B = I_E - I_K$, o soties veikoje, kai abi p–n sandūros yra atidarytos ir atkirtos veikoje, kai abi p–n sandūros yra uždarytos, bazės B srovė I_B yra išreiškiama suma $I_B = I_E + I_K$.

Akivaizdu, kad P1.145 pav. pateiktos priklausomybės $n_p(x)$ leidžia paaiškinti dvipolio tranzistoriaus VACH. Dvipolio tranzistoriaus emiterio E ir kolektoriaus K atitinkamos srovės I_E ir I_K yra veikiančių įtampų U_{EB} ir U_{KB} funkcijos, atitinkamai $I_E = F_1(U_{EB}, U_{KB})$ ir $I_K = F_2(U_{EB}, U_{KB})$. BB ir BE jungimo schemose n–p–n tranzistoriaus atveju šias funkcijas atitinkančios išėjimo VACH yra parodytos atitinkamai P1.146 pav., a ir b.



P1.146 pav. Bendros bazės (BB) ir bendro emiterio (BE) jungimo schemose n–p–n tranzistoriaus atveju funkcijas $I_E = F_1(U_{EB}, U_{KB})$ (a) ir $I_K = F_2(U_{EB}, U_{KB})$ (b) atitinkančios išėjimo VACH

Iš P1.146 pav., a, parodytos išėjimo VACH pavidalo, kai n–p–n dvipolis tranzistorius įjungtas į BB schemą, matome, kad kolektoriaus K srovė $I_K \cong I_E$, nes $\alpha_o \cong 1$ (1.109), ir kolektoriaus K srovė I_K faktiškai nepriklauso nuo įtampos U_{KB} , nes $I_K(U_{KB})|_{I_E = \text{const}} \cong \text{const}$, kai emiterio E srovė $I_E = \text{const}$.

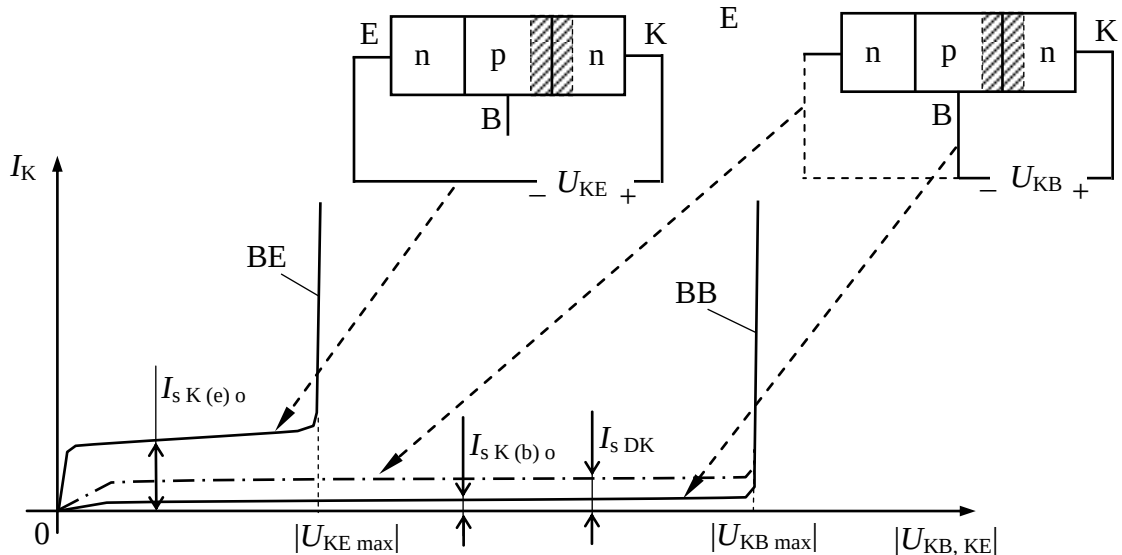
Kita vertus, BB jungimo schemoje, kai $U_{KB} \Rightarrow 0$, tranzistoriaus kolektoriaus K srovė $I_K \cong I_E$ (P1.146 pav., a). Taip yra todėl, kad kolektorinė p–n sandūra dėl joje veikiančio vidinio elektrinio lauko $\bar{E}_{pn0} > 0$ ir šiuo atveju atlieka šalutinių krūvininkų ekstrakciją iš neutralios bazės sritys į neutralią kolektorinę sritį. Tai patvirtina šalutinių krūvininkų tankio $n_p(x)$ pasiskirstymo pobūdis bazėje B, parodytas P1.145 pav., c. Kad BB jungimo schemoje srovė I_K mažėtų iki nulio, yra būtina pradaryti kolektorinę p–n sandūrą – paveikti ją įtampa U_{KB} tiesiogine kryptimi (ši atveju $U_{pn} \equiv |U_{KB}| \cong 1$ V). Dėl to šalutinių krūvininkų tankis bazėje B prie kolektorinės p–n sandūros nuskurdintos sritys, kur $x = W_B^*$, tampa lygus jų tankiui prie emiterinės p–n sandūros nuskurdintos sritys bazėje B, kur $x = 0$. Tai iliustruoja šalutinių krūvininkų tankio $n_p(x)$ pasiskirstymo pobūdis p– bazės neutralioje srityje, parodytas P1.145 pav., d. Kita vertus, turime pasakyti, jog paveikus kolektorinę p–n sandūrą tiesiogine kryptimi, kai poveikio įtampa $|U_{KB}| \cong 1$ V, atstojamasis elektrinis laukas $E_{pn(K)} = \bar{E}_{pn0} - E_{U_{KB}}$ kolektorinėje p–n sandūroje sumažėja iki nulio ir todėl nebevyksta šalutinių

krūvininkų ekstrakcija iš neutralios bazės srities į neutralią kolektorinę sritį, todėl $I_K \Rightarrow \approx 0$.

Kolektorinės p–n sandūros atgalinė soties srovė $I_{sK(b)o}$, kuri yra matuojama BB schemeje, esant atjungtam emiteriui E ir todėl $I_E = 0$, yra daug mažesnė už atgalinę diodo soties srovę I_s (1.28), nes šalutinių krūvininkų tankio n_p gradientas $\partial n_p / \partial x$ p– bazėje prie emiterinės p–n sandūros, kai $x = 0$, yra lygus nuliui ($\partial n_p / \partial x \approx 0|_{x=0}$), ir tai sumažina šalutinių krūvininkų tankio n_p gradientą $\partial n_p / \partial x$ p– bazėje prie kolektorinės p–n sandūros, kai $x = W_B^*$ (P1.145 pav., f). Dėl tos pačios priežasties atgalinė soties srovė $I_{sK(b)o}$ taip pat yra mažesnė ir už kolektorinės p–n sandūros atgalinę soties srovę I_{sDK} (1.113), kuri yra matuojama BB schemeje, esant trumpajam jungimui emiterio E p–n sandūroje, ir todėl $U_{EB} = 0$.

Į BE jungimo schemą įjungto dvipolio tranzistoriaus išėjimo VACH (P1.146 pav., b) pobūdis atitinka tai, kad kolektoriaus K srovė $I_K \gg I_B$, nes $\beta_o \gg 1$ (1.107), ir šiuo atveju kolektoriaus K srovė I_K gana stipriai priklauso nuo įtampos U_{KE} – Erlio efektas, esant $I_B = \text{const}$. Kita vertus, skirtingai nuo BB jungimo schemos, BE jungimo schemeje, kai $U_{KE} \Rightarrow \Rightarrow 0$, kolektoriaus srovė $I_K \Rightarrow \approx 0$, nes dėl įtampos $|U_{BE}| > 0$ poveikio kolektorinė p–n sandūra atsidaro ir šiuo atveju išnyksta šalutinių krūvininkų ekstrakcija iš neutralios bazės srities į neutralią kolektoriaus sritį. Tai patvirtina šalutinių krūvininkų tankio $n_p(x)$ pasiskirstymo pobūdis p– bazės neutralioje srityje, kuris yra parodytas P1.145 pav., c ir d. Čia atkreiptinas dėmesys, kad esant sąlygai $U_{KE} = 0$, dėl įtampos $|U_{BE}| > 0$ poveikio yra atidarytos abi p–n sandūros – emiterio E ir kolektoriaus K, todėl tranzistoriaus srovių balanso lygtis yra kitokia – $I_E + I_K = I_B$, čia srovės I_K kryptis yra priešinga kryptčiai, kai $|U_{KE}| > 0$ – normalios veikos atveju.

Kolektorinės p–n sandūros atgalinė soties srovė $I_{sK(e)o}$ (1.143), kuri matuojama BE schemeje, esant atjungtai bazei, ir todėl $I_B = 0$, yra daug didesnė už atgalinę diodo soties srovę I_s ((1.28), (1.75)), kartu ir už sroves $I_{sK(b)o}$ be I_{sDK} (P1.145 pav., f). Tai matyti iš P1.147 pav. parodytų dvipolio n–p–n tranzistoriaus išėjimo VACH kreivių $I_K(U_{KB})|_{I_E=0}$ ir $I_K(U_{KE})|_{I_B=0}$ eigos pobūdžio iki pramušimo įtampų $U_{KB \max}$ ir $U_{KE \max}$ atitinkamai BB ir BE jungimo schemose.



P1.147 pav. Dvipolio n–p–n tranzistoriaus išėjimo VACH kreivių $I_K(U_{KB})|_{I_E=0}$ ir $I_K(U_{KE})|_{I_B=0}$ eigos pobūdžiai iki pramušimo įtampų $U_{KB \max}$ ir $U_{KE \max}$ atitinkamai bendros bazės (BB) ir bendro emiterio (BE) jungimo schemose

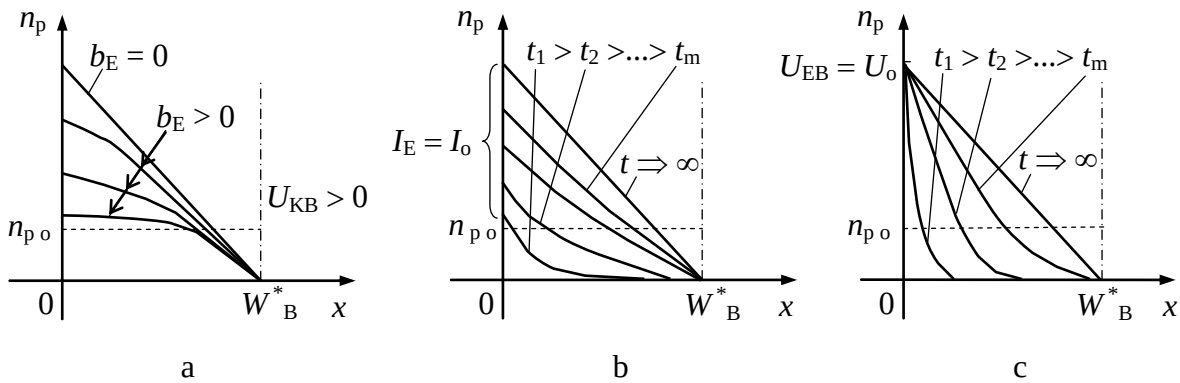
BE jungimo schemeje tranzistoriaus išėjimo VACH (P1.146 pav., b) kreivių $I_K(U_{KE})|_{I_B=\text{const}}$ eigos pobūdžio stipri priklausomybė nuo įtampos U_{KE} yra nulemta bazės B srovės I_B stiprinimo koeficiento β_o priklausomybės nuo U_{KE} . Ši priklausomybė yra

paiškinama tuo, kad didėjant įtampai $|U_{KE}|$ užtvarine kryptimi kartu didėja užtvarinė įtampa $|U_{KB}|$ kolektorinėje p–n sandūroje. Dėl to didėja šios p–n sandūros nuskurdintos sritys storis d_{pnK} (1.69 pav., b, taip pat žiūrėk (1.41)) ir todėl kartu mažėja bazės B neutralios sritys storis W_B^* (P1.145 pav., b). Dėl to didėja γ_B (1.209), α_o (1.214) ir β_o (1.110). Šis reiškinys yra vadinamas *Erlio efektu* ir charakterizuojamas *Erlio įtampa* U_E (P1.146 pav., b). Kai dvipolio tranzistoriaus bazės B neutralios sritys storis W_B^* yra daug didesnis už kolektorinės p–n sandūros nuskurdintos sritys storio d_{pnK} (P1.137 pav.) sando dalį $d_{pnK(B)}$ bazėje, Erlio įtampa U_E yra apskaičiuojama taip:

$$U_E \cong q \cdot N_B \cdot W_B^2 / (\varepsilon \cdot \varepsilon_0). \quad (P1.519)$$

Įtampų $U_{KB \max}$ ir $U_{KE \max}$ sąryšis yra nusakomas išraiška (1.213).

Stacionaraus šalutinių krūvininkų tankio, pavyzdžiui, elektronų n_p dreifinio n–p–n tranzistoriaus p– bazės neutralioje srityje pasiskirstymo priklausomybės nuo x , esant įvairioms įstatyto kvazielektrinio lauko stiprio E_B bazėje faktoriaus b_E (P1.469) vertėms, kai $I_E = \text{const}$, yra parodytos P1.148 pav., a.



P1.148 pav. Stacionaraus šalutinių krūvininkų tankio, pavyzdžiui, elektronų n_p dreifinio n–p–n tranzistoriaus p– bazės neutralioje srityje pasiskirstymo priklausomybės nuo x (a), esant įvairioms įstatyto kvazielektrinio lauko stiprio E_B bazėje faktoriaus b_E (P1.469) vertėms, kai tenkinama sąlyga $I_E = \text{const}$, ir krūvininkų tankio n_p pasiskirstymo priklausomybės nuo x difuzinio n–p–n tranzistoriaus neutralioje bazėje įvairiais laiko t momentais (b), kai emiteryje E sukeliamas vienetinis srovės $I_E(t)$ šuolis $i_E = I_o \cdot 1(t)$, ir kai yra sukeliamas vienetinis įtampos $U_{EB}(t)$ šuolis $u_{EB} = U_o \cdot 1(t)$ (c)

Iš P1.148 pav., a, pateiktų priklausomybių $n_p(x)$ matyti, jog tranzistoriaus bazėje B didėjant kvazielektrinio lauko E_B modulio E_B faktoriui b_E , šalutinių krūvininkų tankis n_p dreifinio n–p–n tranzistoriaus p– bazėje mažėja. Tai paaiškinama tuo, kad pastovus emiterio E srovės stipris $I_E = \text{const}$ yra palaikomas didėjančio šalutinių krūvininkų dreifinio greičio $v_{drf(n,p)}$ bazėje B, kurio vertė didėja dėl atsirandančio vis stipresnio kvazielektrinio lauko E_B bazėje B (P1.469). Iš čia darome išvadą, jog dreifinio tranzistoriaus atveju, kai $b_E > 0$, tokio pat stiprio emiterio srovė I_E yra užtikrinama mažesnės vertės įtampa U_{EB} , palyginti su difuzinio tranzistoriaus atveju, kai $b_E = 0$. Kita vertus, P1.148 pav., a, parodytos kreivės $n_p(x)$, esant įvairioms faktoriaus b_E vertėms, kartu iliustruoja stacionaraus šalutinių krūvininkų tankio $n_p(x)$ priklausomybes nuo x , esant skirtingoms emiterio E srovėms I_E , kurių vertės kitimas atitinka b_E vertės kitimą. Taigi matome, jog didėjant srovei I_E , dreifinio tranzistoriaus bazėje B stacionaraus šalutinių krūvininkų tankio n_p pasiskirstymo priklausomybė nuo x artėja prie pasiskirstymo, kuris yra būdingas difuziniam tranzistoriui (P1.145 pav., a ir b). Tai reiškia, kad srovei I_E (arba I_K) artėjant prie maksimalių verčių $I_{E,K \max}$, dreifinio tranzistoriaus savybės tampa tapачios difuzinio tranzistoriaus savybėms (1.116 pav.).

P1.148 pav., b, yra parodytos šalutinių krūvininkų tankio n_p pasiskirstymo priklausomybės nuo x difuzinio n - p - n tranzistoriaus p - bazės neutralioje srityje įvairiais laiko t momentais, kai emityrėje E yra sukliamas vienetinis srovės šuolis $i_E(t) = I_0 \cdot 1(t)$ ir analogiškai P1.148 pav., c – kai emityrėje E yra sukliamas vienetinis įtampos šuolis $u_{EB}(t) = U_0 \cdot 1(t)$. Iš P1.148 pav. pateiktų grafikų $n_p(x, t)$ matome, jog valdančiuoju signalu $u_{EB, BE}(t)$ arba $i_{E, B}(t)$ perjungiant dvipolį tranzistorių atitinkamai įėjimo įtampos arba srovės šuoliu, srovė $i_{E, B}(t)$ arba įtampa $u_{EB, BE}(t)$ jo įėjime nusistovi per tam tikrą atitinkamą laiką $\Delta t_{1, 2}$, čia bendru atveju trukmės Δt_1 ir Δt_2 nėra lygios. Tai lemia dvipolio tranzistoriaus impulsinių bei dažninių savybių priklausomybę nuo jo valdymo būdo – srove ar įtampa, ir jungimo schemos, tai parodėme anksčiau.

P2.2. Fizikinės ekvivalentinės (lygiavertės) schemos metodas

Kompiuterinio modeliavimo programose, skirtose puslaidininkinių įtaisų teoriniam modeliavimui ir įvairių grandynų su jais skaičiavimui, yra plačiai taikomas puslaidininkinių įtaisų modeliavimas *fizikinės ekvivalentinės (lygiavertės) schemos metodu*. Jo esmę sudaro tai, kad puslaidininkinis įtaisas yra pakeičiamas elektronine grandine, sudaryta iš įprastų radiotechninių elementų, kurie kuo tiksliau atspindi įvairius fizikinius procesus įvairiose puslaidininkinio įtaiso srityse. Iš čia akivaizdu, jog puslaidininkinio įtaiso ir jį aprašančios fizikinės ekvivalentinės schemos elektrinės charakteristikos ir parametrai turi kuo tiksliau sutapti. Fizikinės ekvivalentinės schemos yra taikomos *mažo* arba *didelio* įėjimo signalo atvejams – tai priklauso nuo puslaidininkinio įtaiso modeliuojamų elektrinių parametrų bei charakteristikų.

Mažo įėjimo signalo sąlygos atvejis atitinka tiesinių grandinių savybę – kai puslaidininkinio įtaiso elektriniai parametrai ir charakteristikos nepriklauso nuo srovių ir įtampų jo išvaduose – kontaktuose. Tokiu atveju, esant harmoniniam poveikiui $U_{in\sim}$ (arba $I_{in\sim}$), reakcijos signalas $U_{is\sim}$ (arba $I_{is\sim}$) taip pat išlieka harmoninis.

Didelio įėjimo signalo sąlygos atvejis atitinka netiesinių grandinių savybę – kai puslaidininkinio įtaiso elektriniai parametrai ir charakteristikos priklauso nuo srovių ir įtampų jo išvaduose – kontaktuose. Tokiu atveju, esant harmoniniam poveikiui $U_{in\sim}$ (arba $I_{in\sim}$), reakcijos signalas $u_{in}(t)$ (arba $i_{in}(t)$) nebeišlieka harmoninis – jis turi sudėtinį dažnių spektrą $\omega_{is\sim k} = k \cdot \omega_{in}$, čia $k = 1, 2, 3, \dots$.

P2.3. Keturpolių metodas (tiesiniai keturpoliai)

Keturpolių metodas – tai teorinio modeliavimo būdas, kai elektroninių grandinių teoriniuose skaičiavimuose puslaidininkiniai įtaisai ir schemos su jais yra pakeičiami vadinamaisiais *keturpoliais*, kurie, priklausomai nuo aprašomo puslaidininkinio įtaiso, gali būti *tiesiniai* arba *netiesiniai*, *pasyvūs* arba *aktyvūs*. Keturpolis elektroninėse grandinėse yra vaizduojamas taip, kaip tai parodyta P1.149 pav.



P1.149 pav. Keturpolio žymėjimas elektroninėse grandinėse (čia kaip ir anksčiau elektrinių signalų parametrų žymens pusjuodis šriftas atitinka jų laikinių diagramų harmoninį pavidalą)

Keturpolių teorija nagrinėja bendras elektrinių schemų savybes išorinių išvadų (kontaktų) atžvilgiu, kad ir kokia būtų keturpoliu atvaizduota konkreti elektroninė schema ar puslaidininkinio įtaiso vidaus struktūra. Elektrinio parametro indekso skaitmuo 1 žymi jo vertę įėjime U_{in} , o skaitmuo 2 – išėjime U_{is} . Bet kuriuos du iš keturių elektrinių parametrų I_1 , I_2 , U_1 ir U_2 laikome nepriklausomaisiais kintamaisiais, o likusius du – pasirinktų kintamųjų dydžių funkcijomis. Akivaizdu, kad iš keturių elektrinių parametrų: I_1 , I_2 , U_1 ir U_2 , galime sudaryti šešias skirtingas *keturpolių aprašančias lygčių sistemas*:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= F_1(I_1, I_2), \\ U_2 &= F_1^*(I_1, I_2), \end{aligned} \right\} \text{Z– parametrų sistema} \quad (P1.520)$$

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= F_2(U_1, U_2), \\ I_2 &= F_2^*(U_1, U_2), \end{aligned} \right\} \text{Y– parametrų sistema} \quad (P1.521)$$

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= F_3(I_1, U_2), \\ I_2 &= F_3^*(I_1, U_2), \end{aligned} \right\} \text{H– parametrų sistema} \quad (P1.522)$$

$$\left. \begin{aligned} U_2 &= F_4(U_1, I_2), \\ I_1 &= F_4^*(U_1, I_2), \end{aligned} \right\} \text{G– parametrų sistema} \quad (P1.523)$$

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= F_5(U_2, I_2), \\ I_1 &= F_5^*(U_2, I_2), \end{aligned} \right\} \text{A– parametrų sistema} \quad (P1.524)$$

$$\left. \begin{aligned} U_2 &= F_6(U_1, I_1), \\ I_2 &= F_6^*(U_1, I_1). \end{aligned} \right\} \text{B– parametrų sistema} \quad (P1.525)$$

Dažniausiai yra naudojamos šios tiesinių keturpolių aprašančios parametrų sistemos:

1. **Tuščiosios eigos parametrų sistema** (Z– parametrai) yra nusakoma, esant kintamojo signalo tuščiajai eigai įėjime U_{in} arba išėjime U_{is} . Čia tuščioji eiga reiškia, jog atitinkama keturpolio grandinė – įėjimo U_{in} arba išėjimo U_{is} , yra nutraukta ir todėl ja srovė neteka. Šiuo atveju pasinaudosime lygčių sistema (P1.520), kurią parašysime taip:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= Z_{11} \cdot I_1 + Z_{12} \cdot I_2, \\ U_2 &= Z_{21} \cdot I_1 + Z_{22} \cdot I_2, \end{aligned} \right\} \quad (P1.526)$$

čia: Z_{11} , Z_{12} , Z_{21} ir Z_{22} – charakteringosios keturpolio varžos, kurios bendru atveju yra kompleksiniai dydžiai.

Iš Z– parametrų apibrėžties (tuščioji eiga) gauname:

$$Z_{11} = U_1 / I_1|_{I_2=0}, \quad (P1.527)$$

atitinka keturpolio įėjimo U_{in} varžą, esant tuščiajai eigai jo išėjime U_{is} , kai $I_2 = 0$;

$$Z_{12} = U_1 / I_2|_{I_1=0}, \quad (P1.528)$$

atitinka keturpolio grįžtamojo ryšio varžą, esant tuščiajai eigai jo įėjime U_{in} , kai $I_1 = 0$;

$$Z_{21} = U_2 / I_1|_{I_2=0}, \quad (P1.529)$$

atitinka keturpolio tiesioginio perdavimo varžą, esant tuščiajai eigai jo išėjime U_{is} , kai $I_2 = 0$;

$$Z_{22} = U_2 / I_2|_{I_1=0}, \quad (P1.530)$$

atitinka keturpolio išėjimo $U_{i\bar{s}}$ varžą, esant tuščiajai eigai jo įėjime U_{in} , kai $I_1 = 0$.

2. ***Užtrumpintos eigos (trumpojo jungimo) parametrų sistema*** (Y – parametrai) yra nusakoma, esant kintamojo signalo užtrumpintai eigai įėjime U_{in} arba išėjime $U_{i\bar{s}}$. Čia užtrumpinta eiga nurodo, jog keturpolio įėjimo U_{in} arba išėjimo $U_{i\bar{s}}$ išvadai yra sujungti tarpusavyje ir todėl įtampa yra lygi nuliui. Šiuo atveju pasinaudosime lygčių sistema (P1.521), kurią parašysime taip:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= Y_{11} \cdot U_1 + Y_{12} \cdot U_2, \\ I_2 &= Y_{21} \cdot U_1 + Y_{22} \cdot U_2, \end{aligned} \right\} \quad (P1.531)$$

čia: Y_{11} , Y_{12} , Y_{21} ir Y_{22} – charakteringieji keturpolio laidumai, kurie bendru atveju yra kompleksiniai dydžiai.

Iš Y – parametrų apibrėžties – užtrumpintoji eiga, gauname:

$$Y_{11} = I_1 / U_1 \big|_{U_2=0}, \quad (P1.532)$$

atitinka keturpolio įėjimo U_{in} laidumą, esant trumpajam jungimui jo išėjime $U_{i\bar{s}}$, kai $U_2 = 0$;

$$Y_{12} = I_1 / U_2 \big|_{U_1=0}, \quad (P1.533)$$

atitinka keturpolio grįžtamojo ryšio laidumą, esant trumpajam jungimui jo įėjime U_{in} , kai $U_1 = 0$;

$$Y_{21} = I_2 / U_1 \big|_{U_2=0}, \quad (P1.534)$$

atitinka keturpolio tiesioginio perdavimo laidumą, esant trumpajam jungimui jo išėjime $U_{i\bar{s}}$, kai $U_2 = 0$;

$$Y_{22} = I_2 / U_2 \big|_{U_1=0}, \quad (P1.535)$$

atitinka keturpolio išėjimo $U_{i\bar{s}}$ laidumą, esant trumpajam jungimui jo įėjime U_{in} , kai $U_1 = 0$.

3. ***Mišrioji (hibridinė) parametrų sistema*** (H – parametrai) yra nusakoma, esant kintamojo signalo tuščiajai eigai įėjime U_{in} arba trumpajam jungimui išėjime $U_{i\bar{s}}$. Šiuo atveju pasinaudosime lygčių sistema (P1.522), kurią parašysime taip:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= H_{11} \cdot I_1 + H_{12} \cdot U_2, \\ I_2 &= H_{21} \cdot I_1 + H_{22} \cdot U_2, \end{aligned} \right\} \quad (P1.536)$$

čia: H_{11} , H_{12} , H_{21} ir H_{22} – mišrieji keturpolio parametrai, kurie bendru atveju yra kompleksiniai dydžiai.

Iš H – parametrų apibrėžties – tuščioji eiga įėjime U_{in} arba trumpasis jungimas išėjime $U_{i\bar{s}}$, gauname:

$$H_{11} = U_1 / I_1 \big|_{U_2=0}, \quad (P1.537)$$

atitinka keturpolio įėjimo U_{in} varžą, esant trumpajam jungimui jo išėjime $U_{i\bar{s}}$, kai $U_2 = 0$;

$$H_{12} = U_1 / U_2 \big|_{I_1=0}, \quad (P1.538)$$

atitinka keturpolio įtampos grįžtamojo ryšio koeficientą, esant tuščiajai eigai jo įėjime U_{in} , kai $I_1 = 0$;

$$H_{21} = I_2 / I_1 \big|_{U_2=0}, \quad (P1.539)$$

atitinka keturpolio srovės perdavimo koeficientą, esant trumpajam jungimui jo išėjime $U_{i\bar{s}}$, kai $U_2 = 0$;

$$H_{22} = I_2 / U_2 \big|_{I_1=0}, \quad (P1.540)$$

atitinka keturpolio išėjimo $U_{i\bar{s}}$ laidumą, esant tuščiajai eigai jo įėjime U_{in} , kai $I_1 = 0$.

Akivaizdu, kad bet kurios tiesinio keturpolio lygčių sistemos parametrai gali būti

perskaičiuojami į kitos lygčių sistemos parametrus. Pavyzdžiui, iš Z -parametrų lygčių sistemos (P1.526) randame srovių $I_{1,2}$ išraiškas per likusius parametrus:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= (Z_{22} \cdot U_1 - Z_{12} \cdot U_2) / \Delta Z, \\ I_2 &= (-Z_{21} \cdot U_1 + Z_{11} \cdot U_2) / \Delta Z, \end{aligned} \right\} \quad (P1.541)$$

čia: $\Delta Z = Z_{11} \cdot Z_{22} - Z_{12} \cdot Z_{21}$ – lygčių sistemos (P1.526) determinantas.

Gautą lygčių sistemą (P1.541) palyginame su (P1.531) ir randame Y - ir Z -parametrų sąryšio išraiškas:

$$\left. \begin{aligned} Y_{11} &= Z_{22} / \Delta Z, & Y_{12} &= -Z_{12} / \Delta Z, \\ Y_{21} &= -Z_{21} / \Delta Z, & Y_{22} &= Z_{11} / \Delta Z. \end{aligned} \right\} \quad (P1.542)$$

Analogiškai randame visų trijų Z -, Y - ir H -parametrų sistemų tarpusavio sąryšio išraiškas, kurios yra pateiktos P4-oje lentelėje, kur atitinkamų lygčių sistemų (P1.531) ir (P1.536) determinantai ΔY ir ΔH yra:

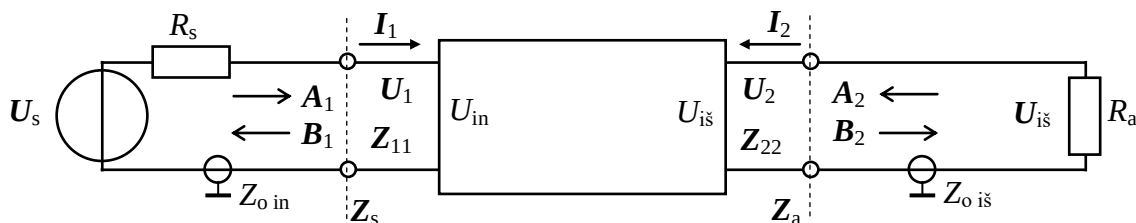
$$\Delta Y = Y_{11} \cdot Y_{22} - Y_{12} \cdot Y_{21} \quad \text{ir} \quad \Delta H = H_{11} \cdot H_{22} - H_{12} \cdot H_{21}. \quad (P1.542a)$$

P4 lentelė

Perskaičiuojamieji parametrai	Žinomi parametrai, kuriais yra išreiškiami perskaičiuojamieji parametrai (indeksai i ir j atitinka arba 1 arba 2)					
	$\ Z_{ij}\ $		$\ Y_{ij}\ $		$\ H_{ij}\ $	
$\ Z_{ij}\ $	Z_{11}	Z_{12}	$Y_{22} / \Delta Y$	$-Y_{12} / \Delta Y$	$\Delta H / H_{22}$	H_{12} / H_{22}
	Z_{21}	Z_{22}	$-Y_{21} / \Delta Y$	$Y_{11} / \Delta Y$	$-H_{21} / H_{22}$	$1 / H_{22}$
$\ Y_{ij}\ $	$Z_{22} / \Delta Z$	$-Z_{12} / \Delta Z$	Y_{11}	Y_{12}	$1 / H_{11}$	$-H_{12} / H_{11}$
	$-Z_{21} / \Delta Z$	$Z_{11} / \Delta Z$	Y_{21}	Y_{22}	H_{21} / H_{11}	$\Delta H / H_{11}$
$\ H_{ij}\ $	$\Delta Z / Z_{22}$	Z_{12} / Z_{22}	$1 / Y_{11}$	$-Y_{12} / Y_{11}$	H_{11}	H_{12}
	$-Z_{21} / Z_{22}$	$1 / Z_{22}$	Y_{21} / Y_{11}	$\Delta Y / Y_{11}$	H_{21}	H_{22}

4. **Galios sklaidos parametrų sistema** (S_p -parametrai) taikoma superaukštame ir didesnių dažnių diapazone, kai $f \geq 3$ GHz, nes realizuoti Z -, Y - ir H -parametrų sistemų nusakomas sąlygas – *tuščioji eiga* arba *trumpasis jungimas*, tampa sudėtinga arba faktiškai neįmanoma. Todėl superaukštame ir didesnių dažnių diapazone yra taikoma *galios sklaidos parametrų sistema* (S_p -parametrai), kuri bendru atveju yra nusakoma *nesuderintoje matavimo sistemoje*, kai įėjimo U_{in} ir išėjimo U_{is} signalų perdavimo traktų banginės varžos atitinkamai $Z_{o\ in}$ ir $Z_{o\ is}$ nėra lygios atitinkamai įėjimo signalo U_s generatoriaus (šaltinio) vidaus varžai R_s ir išėjimo U_{is} apkrovos rezistoriaus varžai R_a ($R_s \neq Z_{o\ in}$ ir $R_a \neq Z_{o\ is}$). *Suderintos matavimo sistemos* atveju šios varžos tenkintų šias sąlygas: $R_s = Z_{o\ in}$ ir $R_a = Z_{o\ is}$.

Nesuderintos matavimo sistemos sąlygas tenkinanti elektroninė grandinė yra parodyta P1.150 pav.



P1.150 pav. Nesuderintos S_p -parametrų matavimo sistemos sąlygas tenkinanti elektroninė grandinė

P1.150 pav. yra pateikta apibendrinta keturpolio grandinė su skirtingais įėjimo U_{in} ir išėjimo U_{is} signalų traktais, pavyzdžiui, bendraašis (koaksialinis) kabelis arba bangolaidis, čia: įėjimo signalo U_s generatoriaus (šaltinio) vidaus varža yra pavaizduota rezistoriumi R_s ; signalo U_{is} apkrova išėjime U_{is} – rezistoriumi R_a ; signalų perdavimo skirtingų traktų banginės varžos yra pažymėtos atitinkamais simboliais $Z_{o\ in}$ – įėjimo trakto ir $Z_{o\ is}$ – išėjimo trakto; keturpolio įėjimo U_{in} ir išėjimo U_{is} varžos atitinkamai Z_{11} ir Z_{22} , bei atitinkamai įėjimo ir išėjimo srovės I_1 ir I_2 bei įtampos U_1 ir U_2 .

Tegul P1.150 pav. parodytos matavimo sistemos įėjimo trakte $Z_{o\ in}$ sklinda krintanti A_1 ir atsispindėjusi B_1 įėjimo signalo U_s elektromagnetinės bangos, o išėjimo trakte $Z_{o\ is}$ atitinkamai sklinda krintanti A_2 ir atsispindėjusi B_2 išėjimo signalo U_{is} bangos. Krintančių ir atsispindėjusių bangų atitinkamos galios $P_{a\ i}$ ir $P_{b\ i}$ yra išreiškiamos atitinkamais galios parametrais A_i ir B_i taip:

$$|P_{a\ i}| = |A_i|^2 \sim U^2/R, \quad |P_{b\ i}| = |B_i|^2 \sim U^2/R. \quad (P1.543)$$

čia indeksas $i = 1$ arba 2 .

Esant suderintai signalų U_s ir U_{is} perdavimo traktų varžai $R_s = Z_{o\ in}$ ir $R_a = Z_{o\ is}$, atitinkamų signalų U_s ir U_{is} galios parametrai A_i ir B_i gali būti išreikšti keturpolio srovių $I_{i\ o}$ ir įtampų $U_{i\ o}$ amplitudžių vertėmis tokiomis išraiškomis:

$$\left. \begin{aligned} A_i &= (U_{i\ o} + I_{i\ o} \cdot Z_{o\ in, is}) / (2 \cdot Z_{o\ in, is}^{1/2}), \\ B_i &= (U_{i\ o} - I_{i\ o} \cdot Z_{o\ in, is}) / (2 \cdot Z_{o\ in, is}^{1/2}), \end{aligned} \right\} \quad (P1.544)$$

čia indeksas $i = 1$ atitinka varžą $Z_{o\ in}$, o indeksas $i = 2$ – varžą $Z_{o\ is}$.

Kai signalų U_s ir U_{is} perdavimo traktų varžos $Z_{o\ in, is}$ nėra suderintos – $R_s \neq Z_{o\ in}$ ir $R_a \neq Z_{o\ is}$, išraiškos (P1.544) yra parašomos taip:

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= (U_{1\ o} + I_{1\ o} \cdot Z_s) / (2 \cdot |\operatorname{Re} Z_s|^{1/2}), \quad B_1 = (U_{1\ o} - I_{1\ o} \cdot Z_s^*) / (2 \cdot |\operatorname{Re} Z_s|^{1/2}), \\ A_2 &= (U_{2\ o} + I_{2\ o} \cdot Z_a) / (2 \cdot |\operatorname{Re} Z_a|^{1/2}), \quad B_2 = (U_{2\ o} - I_{2\ o} \cdot Z_a^*) / (2 \cdot |\operatorname{Re} Z_a|^{1/2}), \end{aligned} \right\} \quad (P1.545)$$

čia: Z_s ir Z_a – atitinkamai įėjimo signalo U_s generatoriaus vidaus varžos R_s ir apkrovos R_a perskaičiuotos vertės atitinkamai į keturpolio įėjimo U_{in} ir išėjimo U_{is} gnybtų plokštumas (P1.150 pav.), o Z_s^* ir Z_a^* – atitinkamų kompleksinių dydžių Z_s ir Z_a jungtiniai kompleksiniai dydžiai, kurių menamųjų dalių ženklai yra atitinkamai priešingi Z_s ir Z_a menamųjų dalių ženklams.

Čia turime pasakyti, kad išraiškos (P1.545) yra parašytos pasinaudojus harmoninio signalo A laiko funkcijos $A(t) = A_0 \cdot \cos(\omega t + \varphi)$ pavaizdavimu kompleksine forma tokiu žinomu pavidalu:

$$A(t) = (A_0/2) \cdot e^{j \cdot \omega t} + (A_0^*/2) \cdot e^{-j \cdot \omega t}.$$

Paprastai parametrai A_i yra laikomi nepriklausomais, o parametrai B_i – kintamųjų A_i funkcijomis. Kai matavimo sistema nėra suderinta – $R_s \neq Z_{o\ in}$ ir $R_a \neq Z_{o\ is}$, priklausomos funkcijos $B_i(A_{1,2})$ bendru atveju yra parašomos tokiu pavidalu:

$$\left. \begin{aligned} B_1 &= S_{p11} \cdot A_1 + S_{p12} \cdot A_2, \\ B_2 &= S_{p21} \cdot A_1 + S_{p22} \cdot A_2, \end{aligned} \right\} \quad (P1.546)$$

čia: S_{p11} , S_{p12} , S_{p21} ir S_{p22} – keturpolio galios sklaidos parametrai (S_p – parametrai), kurie bendru atveju yra kompleksiniai dydžiai.

Akiivaizdu, kad keturpolio galios sklaidos parametrai $S_{p\ ij}$ yra lengvai randami iš (P1.546), tarus, kad $A_i = 0$. Iš čia gauname:

$$S_{p11} = B_1/A_1|_{A_2=0}, \quad S_{p12} = B_1/A_2|_{A_1=0}, \quad (P1.547)$$

$$S_{p21} = \mathbf{B}_2 / \mathbf{A}_1|_{A_2=0}, \quad S_{p22} = \mathbf{B}_2 / \mathbf{A}_2|_{A_1=0}. \quad (\text{P1.547a})$$

Sąlyga: $\mathbf{A}_i = 0$, yra lengvai realizuojama matavimų metu suderinant apkrovos varžos R_a ir įėjimo signalo $\mathbf{U}_s$ generatoriaus vidaus varžos R_s vertes su signalų perdavimo traktų atitinkamomis banginėmis varžomis $Z_{o\text{ iš}}$ ir $Z_{o\text{ in}}$, kai $R_s = Z_{o\text{ in}}$ ir $R_a = Z_{o\text{ iš}}$.

Iš išraiškų (P1.547, P1.547a) matyti, jog keturpolio galios sklaidos parametrai S_{p11} ir S_{p22} savo esme atitinka galios atspindžio koeficientus atitinkamai nuo keturpolio įėjimo $\mathbf{U}_{in}$ ir išėjimo $\mathbf{U}_{iš}$, esant suderintai apkrovai $R_a = Z_{o\text{ iš}}$, arba esant suderintai įėjimo signalo $\mathbf{U}_s$ generatoriaus vidaus varžai $R_s = Z_{o\text{ in}}$. Kita vertus, galios sklaidos parametrai S_{p12} ir S_{p21} savo esme atitinka keturpolio galios perdavimo arba stiprinimo koeficientą $K_{p\ i}$ – atgaline (inversine) ir K_p – tiesiogine kryptimis.

Akivaizdu, jog nuo keturpolio įėjimo $\mathbf{U}_{in}$ ir išėjimo $\mathbf{U}_{iš}$ atsispindėjusių signalų galios $P_{b\ i}$, o kartu ir juos nusakantys galios parametrai $\mathbf{B}_i$ (P1.543) priklauso atitinkamai nuo keturpolio įėjimo $\mathbf{U}_{in}$ ir išėjimo $\mathbf{U}_{iš}$ varžų $\mathbf{Z}_{11}$ ir $\mathbf{Z}_{22}$ santykio su atitinkamomis signalų perdavimo traktų banginių varžų $Z_{o\text{ in}}$ ir $Z_{o\text{ iš}}$ vertėmis, kur atskiru atveju įėjimo $\mathbf{U}_{in}$ ir išėjimo $\mathbf{U}_{iš}$ traktų banginės varžos $Z_{o\text{ in}}$, iš gali būti vienodos – $Z_{o\text{ in}} = Z_{o\text{ iš}} = Z_o$. Taigi, suderintoje matavimo sistemoje tiesinio keturpolio galios sklaidos parametrai $S_{p\ i\ j}$ gali būti išreikšti tokiomis išraiškomis:

$$\left. \begin{aligned} S_{p11} &= (\mathbf{Z}_{11} - Z_{o\text{ in}}) / (\mathbf{Z}_{11} + Z_{o\text{ in}})|_{A_2=0}, & S_{p12} &= -\mathbf{K}_{i1} \cdot \mathbf{I}_1 / \mathbf{I}_2|_{A_1=0}, \\ S_{p21} &= -\mathbf{K}_i \cdot \mathbf{I}_2 / \mathbf{I}_1|_{A_2=0}, & S_{p22} &= (\mathbf{Z}_{22} - Z_{o\text{ iš}}) / (\mathbf{Z}_{22} + Z_{o\text{ iš}})|_{A_1=0}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{P1.548})$$

čia:

$$\mathbf{K}_i = 2 \cdot Z_{o\text{ in}} / (\mathbf{Z}_{11} + Z_{o\text{ in}}) \text{ ir } \mathbf{K}_{i(i)} = 2 \cdot Z_{o\text{ iš}} / (\mathbf{Z}_{22} + Z_{o\text{ iš}}), \quad (\text{P1.548a})$$

atitinka tiesinio keturpolio srovės perdavimo arba stiprinimo koeficientus atitinkamai tiesiogine ir atgaline kryptimis.

5. **Įtampos sklaidos parametų sistema** (S_u – parametrai) taikoma superaukštų ir didesnių dažnių diapazone, kai $f \geq 3$ GHz, matuojant tiesinio keturpolio įtampos sklaidos parametrus $S_{u\ i\ j}$ suderintoje matavimo sistemoje, kurioje nėra atspindžio nuo suderintų varžų $R_s = Z_{o\text{ in}}$ ir $R_a = Z_{o\text{ iš}}$, ir šie $S_{u\ i\ j}$ parametrai yra dažnai naudojami vietoje keturpolio galios sklaidos parametų $S_{p\ i\ j}$ – S_{p-} parametų, aprašančių tiesinį keturpolį nesuderintoje matavimo sistemoje, kurioje $R_s \neq Z_{o\text{ in}}$ ir $R_a \neq Z_{o\text{ iš}}$.

S_{u-} parametrai yra randami parašant tokio pavidalo lygčių sistemą:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{U}_{B1\ o} &= \mathbf{S}_{u11} \cdot \mathbf{U}_{A1\ o} + \mathbf{S}_{u12} \cdot \mathbf{U}_{A2\ o}, \\ \mathbf{U}_{B2\ o} &= \mathbf{S}_{u21} \cdot \mathbf{U}_{A1\ o} + \mathbf{S}_{u22} \cdot \mathbf{U}_{A2\ o}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{P1.549})$$

čia: $\mathbf{U}_{A\ i\ o}$ ir $\mathbf{U}_{B\ i\ o}$ – atitinkamai krintančių ir atsispindėjusių nuo keturpolio įėjimo $\mathbf{U}_{in}$ ir išėjimo $\mathbf{U}_{iš}$ elektromagnetinių bangų įtampų amplitudės, o indeksas $i = 1$ arba 2.

Čia reikia atkreipti dėmesį, kad skirtingai nuo S_p – parametų (P1.546), naujai įvestoje S_{u-} parametų sistemoje (P1.549) nėra atspindžio nuo suderintų varžų $R_s = Z_{o\text{ in}}$ ir $R_a = Z_{o\text{ iš}}$, kur įėjimo $\mathbf{U}_{in}$ ir išėjimo $\mathbf{U}_{iš}$ signalų traktų varžos $Z_{o\text{ in}}$, iš gali būti vienodos – $Z_{o\text{ in}} = Z_{o\text{ iš}}$. Todėl iš čia gauname, jog įtampa $\mathbf{U}_{A2\ o} = 0$, kai $\mathbf{U}_{A1\ o} \neq 0$, ir atvirkščiai, kai $\mathbf{U}_{A2\ o} \neq 0$, įtampa $\mathbf{U}_{A1\ o} = 0$. Paskutinė sąlyga yra realizuojama sukeitus vietomis įėjimo signalo $\mathbf{U}_s$ generatorių su apkrovos rezistoriumi R_a . Iš čia matome, jog tiesinio keturpolio įtampos sklaidos parametrai $S_{u\ i\ j}$ yra lengvai randami iš (P1.549), tarus, kad $\mathbf{U}_{A\ i\ o} = 0$, ir iš čia gauname:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{S}_{u11} &= \mathbf{U}_{B1\ o} / \mathbf{U}_{A1\ o}|_{\mathbf{U}_{A2\ o}=0}, & \mathbf{S}_{u12} &= \mathbf{U}_{B1\ o} / \mathbf{U}_{A2\ o}|_{\mathbf{U}_{A1\ o}=0}, \\ \mathbf{S}_{u21} &= \mathbf{U}_{B2\ o} / \mathbf{U}_{A1\ o}|_{\mathbf{U}_{A2\ o}=0}, & \mathbf{S}_{u22} &= \mathbf{U}_{B2\ o} / \mathbf{U}_{A2\ o}|_{\mathbf{U}_{A2\ o}=0}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{P1.550})$$

Sąlyga: $\mathbf{U}_{A\ i\ o} = 0$, analogiškai sąlygai $\mathbf{A}_i = 0$, yra realizuojama suderinant apkrovos

varžos R_a ir įėjimo signalo U_s generatoriaus vidaus varžos R_s vertes su atitinkamų signalų perdavimo traktų banginėmis varžomis $Z_{o\text{ iš}}$ ir $Z_{o\text{ in}} - R_s = Z_{o\text{ in}}$ ir $R_a = Z_{o\text{ iš}}$.

Iš išraiškų (P1.550) paaiškėja, jog keturpolio įtampos sklaidos parametrai $S_{u\ 11}$ ir $S_{u\ 22}$ savo esme atitinka įtampos atspindžio koeficientus atitinkami nuo keturpolio įėjimo U_{in} ir išėjimo $U_{\text{iš}}$, esant suderintai apkrovai $R_a = Z_{o\text{ iš}}$, arba esant suderintai įėjimo signalo U_s generatoriaus vidaus varžai $R_s = Z_{o\text{ in}}$. Kita vertus, įtampos sklaidos parametrai $S_{u\ 12}$ ir $S_{u\ 21}$ savo esme atitinka keturpolio įtampos perdavimo arba stiprinimo koeficientą $K_{u(i)}$ – atgaline (inversine) ir K_u – tiesiogine kryptimis.

Tiesinio keturpolio įtampos sklaidos parametrai $S_{u\ ij}$ (P1.550) – S_{u-} parametrai, kaip ir keturpolio galios sklaidos parametrai $S_{p\ ij}$ (P1.547) – S_{p-} parametrai, taip pat yra nedimensiniai dydžiai, o $Z-$, $Y-$ ir $H-$ parametrai yra dimensiniai dydžiai. Kita vertus, S_{p-} parametrai skiriasi nuo S_{u-} parametrų dar ir todėl, jog nesuderintoje matavimo sistemoje dėl daugkartinių atspindžių nuo nesuderintų varžų $Z_{i\ i}$, R_s ir R_a , įėjimo U_{in} ir išėjimo $U_{\text{iš}}$ signalų perdavimo traktuose nusistovi kitokio dydžio krantinčios A_i ir atsispindėjusios B_i bangos. Akivaizdu, kad tiesinio keturpolio atveju S_{p-} parametrais gali būti išreikšti S_{u-} parametrai, ir atvirkščiai, taip pat ir $Z-$, $Y-$ ir $H-$ parametrais.

Suderintoje matavimo sistemoje, kai $R_s = Z_{o\text{ in}}$ ir $R_a = Z_{o\text{ iš}}$, perdavimo traktuose sklindančių signalų galios parametrai A_i ir B_i (P1.543) yra vienareikšmiškai išreiškiami atitinkamomis krantinčių ir atsispindėjusių elektromagnetinių bangų įtampomis $U_{A\ i\ o}$ ir $U_{B\ i\ o}$ (P1.549), kurios yra matuojamos tiesinio keturpolio įėjime U_{in} ir išėjime $U_{\text{iš}}$:

$$A_i = U_{A\ i\ o} / Z_{o\text{ in, iš}}^{1/2}, \quad B_i = U_{B\ i\ o} / Z_{o\text{ in, iš}}^{1/2}, \quad (\text{P1.551})$$

čia indeksas $i = 1$ atitinka varžą $Z_{o\text{ in}}$, o indeksas $i = 2$ atitinka varžą $Z_{o\text{ iš}}$.

Akivaizdu, kad suderintoje matavimo sistemoje tiesinio keturpolio atveju gauname tapatybę $S_{p\ ij} = S_{u\ ij}$, t. y. S_{p-} parametrai sutampa su S_{u-} parametrais.

Kai turime nesuderintą matavimo sistemą, kai $R_s \neq Z_{o\text{ in}}$ ir $R_a \neq Z_{o\text{ iš}}$, S_{p-} parametrai nesutampa su S_{u-} parametrais ($S_{p\ ij} \neq S_{u\ ij}$) ir jiems perskaičiuoti iš vienos sistemos į kitą pasitelksime įtampos atspindžio nuo apkrovos varžos R_a koeficiento Γ_a ir įtampos atspindžio nuo įėjimo signalo U_s generatoriaus vidaus varžos R_s koeficiento Γ_s išraiška:

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_a &= U_{A2\ o} / U_{B2\ o} = (R_a - Z_{o\text{ iš}}) / (R_a + Z_{o\text{ iš}}), \\ \Gamma_s &= U_{A1\ o} / U_{B1\ o} = (R_s - Z_{o\text{ in}}) / (R_s + Z_{o\text{ in}}). \end{aligned} \right\} \quad (\text{P1.552})$$

Nusistovėjusių srovių $I_{i\ o}$ ir įtampų $U_{i\ o}$ vertes lygtyse (P1.545) galima parašyti tokiomis išraiškėmis:

$$I_{i\ o} = (U_{A\ i\ o} + U_{B\ i\ o}) / Z_{o\text{ in, iš}}, \quad U_{i\ o} = (U_{A\ i\ o} + U_{B\ i\ o}). \quad (\text{P1.553})$$

Išsprendę lygčių sistemas (P1.545)–(P1.547) ir (P1.549)–(P1.553) gauname:

$$\left. \begin{aligned} S_{p\ 11} &= [\mathcal{A}_s^* (S_{u\ 11} - \Gamma_s^* + \Gamma_s^* \Gamma_a^* S_{u\ 22} - \Gamma_a^* \Delta S_u)] / \\ &\quad / [\mathcal{A}_s \cdot (1 - \Gamma_s \cdot S_{u\ 11} - \Gamma_a \cdot S_{u\ 22} + \Gamma_s \Gamma_a \Delta S_u)], \\ S_{p\ 12} &= [\mathcal{A}_a^* \cdot S_{u\ 12} \cdot (1 - |\Gamma_s|^2)] / [\mathcal{A}_s \cdot (1 - \Gamma_s \cdot S_{u\ 11} - \Gamma_a \cdot S_{u\ 22} + \Gamma_s \Gamma_a \Delta S_u)], \\ S_{p\ 21} &= [\mathcal{A}_s^* \cdot S_{u\ 21} \cdot (1 - |\Gamma_a|^2)] / [\mathcal{A}_a \cdot (1 - \Gamma_s \cdot S_{u\ 11} - \Gamma_a \cdot S_{u\ 22} + \Gamma_s \Gamma_a \Delta S_u)], \\ S_{p\ 22} &= [\mathcal{A}_a^* \cdot (S_{u\ 22} - \Gamma_a^* + \Gamma_s \Gamma_a^* S_{u\ 11} - \Gamma_s \Delta S_u)] / \\ &\quad / [\mathcal{A}_a \cdot (1 - \Gamma_s \cdot S_{u\ 11} - \Gamma_a \cdot S_{u\ 22} + \Gamma_s \Gamma_a \Delta S_u)], \end{aligned} \right\} \quad (\text{P1.554})$$

čia:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{A}_{a, s} &= [(1 - \Gamma_{a, s}^*) \cdot (1 - |\Gamma_{a, s}|^2)^{1/2}] / [1 - \Gamma_{a, s}], \\ \Delta S_u &= S_{u\ 11} \cdot S_{u\ 22} - S_{u\ 12} \cdot S_{u\ 21}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{P1.554b})$$

atitinka lygčių sistemos (P1.549) determinantą.

Išraiškose (P1.554) kompleksiniai dydžiai, pažymėti indeksu *, yra jų jungtiniai kompleksiniai dydžiai. Čia pasakysime, jog suderintoje matavimo sistemoje tiesinio keturpolio parametrai $\Gamma_a = \Gamma_a^* = \Gamma_s = \Gamma_s^* = 0$, ir todėl iš (P1.554) gauname akivaizdžią tapatybę $S_{p\,ij} = S_{u\,ij}$.

S_{p-} parametrų perskaičiavimui iš žinomų $Z-$ parametrų (P1.526) yra sprendžiama lygčių sistema (P1.526) ir (P1.544) – čia naudojami tik parametrai A_i , (P1.551) ir (P1.553). Išsprendę šią lygčių sistemą ieškomų funkcijų B_i ($A_{1, 2}$) atžvilgiu gauname tokio pavidalo lygčių sistemą:

$$\left. \begin{aligned} B_1 &= \{[(Z_{0\,in} - Z_{11}) \cdot (Z_{22} + Z_{0\,iš}) - Z_{12} \cdot Z_{21}] / \\ &\quad / [(Z_{11} + Z_{0\,in}) \cdot (Z_{22} + Z_{0\,iš}) + Z_{12} \cdot Z_{21}] \} \cdot A_1 + \\ &\quad + \{ [2 \cdot Z_{12} \cdot (Z_{0\,in} \cdot Z_{0\,iš})^{1/2}] / [(Z_{11} + Z_{0\,in}) \cdot (Z_{22} + Z_{0\,iš}) + Z_{12} \cdot Z_{21}] \} \cdot A_2, \\ B_2 &= \{ [2 \cdot Z_{21} \cdot (Z_{0\,in} \cdot Z_{0\,iš})^{1/2}] / [(Z_{11} + Z_{0\,in}) \cdot (Z_{22} + Z_{0\,iš}) + Z_{12} \cdot Z_{21}] \} \cdot A_1 + \\ &\quad + \{ (Z_{0\,iš} - Z_{22}) / (Z_{22} + Z_{0\,iš}) - (2 \cdot Z_{0\,iš} \cdot Z_{12} \cdot Z_{21}) / \\ &\quad / \{ (Z_{22} + Z_{0\,iš}) \cdot [(Z_{11} + Z_{0\,in}) \cdot (Z_{22} + Z_{0\,iš}) + Z_{12} \cdot Z_{21}] \} \} \cdot A_2. \end{aligned} \right\} \quad (P1.555)$$

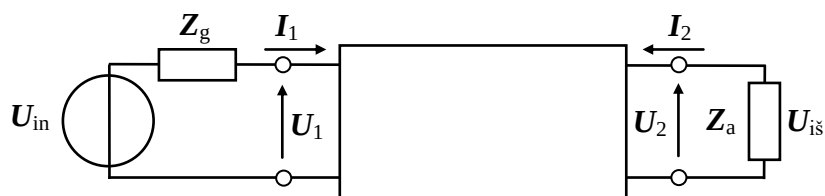
Palyginę gautą sistemą (P1.555) su S_{p-} parametrų sistema (P1.546), parašome $S_{p\,ij}$ parametrų perskaičiavimo iš žinomų Z_{ij} parametrų išraiškas:

$$\left. \begin{aligned} S_{p\,11} &= \{[(Z_{0\,in} - Z_{11}) \cdot (Z_{22} + Z_{0\,iš}) - Z_{12} \cdot Z_{21}] / \\ &\quad / [(Z_{11} + Z_{0\,in}) \cdot (Z_{22} + Z_{0\,iš}) + Z_{12} \cdot Z_{21}] \}, \\ S_{p\,12} &= \{ [2 \cdot Z_{12} \cdot (Z_{0\,in} \cdot Z_{0\,iš})^{1/2}] / [(Z_{11} + Z_{0\,in}) \cdot (Z_{22} + Z_{0\,iš}) + Z_{12} \cdot Z_{21}] \}, \\ S_{p\,21} &= \{ [2 \cdot Z_{21} \cdot (Z_{0\,in} \cdot Z_{0\,iš})^{1/2}] / [(Z_{11} + Z_{0\,in}) \cdot (Z_{22} + Z_{0\,iš}) + Z_{12} \cdot Z_{21}] \}, \\ S_{p\,22} &= (Z_{0\,iš} - Z_{22}) / (Z_{22} + Z_{0\,iš}) - (2 \cdot Z_{0\,iš} \cdot Z_{12} \cdot Z_{21}) / \\ &\quad / \{ (Z_{22} + Z_{0\,iš}) \cdot [(Z_{11} + Z_{0\,in}) \cdot (Z_{22} + Z_{0\,iš}) + Z_{12} \cdot Z_{21}] \}. \end{aligned} \right\} \quad (P1.556)$$

Akivaizdu, jog S_{p-} parametrų perskaičiavimo iš žinomų $Y-$ ir $H-$ parametrų atitinkamos išraiškos yra lengvai gaunamos iš sistemos (P1.556), padarius joje atitinkamus pakeitimus iš P4-os lentelės.

Čia būtina pasakyti, kad vienas iš pagrindinių S_{p-} ir S_{u-} parametrų skirtumų nuo $Z-$, $Y-$ ir $H-$ parametrų yra tai, jog tiesinio keturpolio sklaidos parametrai $S_{p\,ij}$ ir $S_{u\,ij}$ priklauso nuo signalų perdavimo traktų banginių varžų $Z_{0\,in}$ ir $Z_{0\,iš}$ santykio su atitinkamų tiesinio keturpolio įėjimo U_{in} ir išėjimo $U_{iš}$ varžų Z_{11} ir Z_{22} vertėmis. Tai akivaizdžiai matyti iš tiesinio keturpolio sklaidos parametrų $S_{p\,11}$, $S_{u\,11}$ ir $S_{p\,22}$, $S_{u\,22}$ ((P1.547), (P1.550)), kurie savo esme atitinka galios P_i atspindžio koeficientus nuo keturpolio įėjimo U_{in} ir išėjimo $U_{iš}$. Kai $Z_{11} = Z_{0\,in}$ ir $Z_{22} = Z_{0\,iš}$ – turime suderintą matavimo sistemą ir joje parametrai $S_{p\,11, 22} = S_{u\,11, 22} = 0$, o kai turime sąlygas $Z_{11} \gg Z_{0\,in}$ ir $Z_{22} \gg Z_{0\,iš}$ – yra nesuderinta matavimo sistema ir joje parametrai $S_{p\,11, 22} \cong S_{u\,11, 22} \cong 1$, tai patvirtina išraiška (P1.548). Nesuderintoje matavimo sistemoje, esant sąlygoms $Z_{11} = Z_{0\,in}$ ir $Z_{22} = Z_{0\,iš}$, parametrai $S_{p\,11, 22} \neq S_{u\,11, 22} \neq 0$, tai taip pat patvirtina išraiška (P1.556), nes šiuo atveju yra atspindžiai nuo nesuderintų varžų $R_s \neq Z_{0\,in}$ ir $R_a \neq Z_{0\,iš}$.

Taikant tiesinio keturpolio parametrus puslaidininkinių įtaisų, pavyzdžiui, tranzistorių ir įvairių elektroninių grandynų su jais elektrinėms charakteristikoms aprašyti būtina įvertinti įėjimo U_{in} ir išėjimo $U_{iš}$ grandinių elektronines savybes. Į įėjimo U_{in} grandinę dažniausiai yra įjungtas įėjimo signalo U_{in} (arba U_s , arba U_g) įtampos arba srovės I_{in} (I_s) šaltinis, kurio vidaus varža Z_g arba Z_s , o į išėjimo $U_{iš}$ grandinę yra įjungta apkrova, bendru atveju kompleksinė varža Z_a , tai yra parodyta P1.151 pav.



P1.151 pav. Tiesinio keturpolio grandinė, kurioje parodytos įėjimo signalo U_{in} šaltinio vidaus ir apkrovos kompleksinės varžos atitinkamai Z_g ir Z_a

Šiuo atveju tiesinio keturpolio formalios lygtys yra sprendžiamos kartu su įėjimo U_{in} ir išėjimo U_{is} signalų grandinių perdavimo traktus aprašančiomis lygtimis. Taigi, P1.151 pav. parodytai grandinei galima parašyti:

$$U_{in} = I_1 \cdot Z_g + U_1, \quad U_2 = -I_2 \cdot Z_a = -U_{is}, \quad (P1.557)$$

čia minuso ženklas įtampos U_2 išraiškoje atitinka P1.151 pav. pasirinktą srovės I_2 kryptį.

Pasirinkus, pavyzdžiui, Z -parametrų sistemą (P1.526), lygtys (P1.557) yra parašomos tokiu pavidalu:

$$\left. \begin{aligned} U_{in} &= (Z_{11} + Z_g) \cdot I_1 + Z_{12} \cdot I_2, \\ 0 &= Z_{21} \cdot I_1 + (Z_{22} + Z_a) \cdot I_2, \end{aligned} \right\} \quad (P1.558)$$

čia antrosios lygties nulinė vertė reiškia, kad keturpolio išėjimo U_{is} grandinėje nėra nepriklausomų įtampos šaltinių (antroji Kirchhofo taisyklė).

Iš gautos lygčių sistemos (P1.558) nesunkiai randame:

1) įėjimo srovę I_{in} :

$$I_{in} = I_1 = U_{in} / [Z_{11} + Z_g - Z_{12} \cdot Z_{21} / (Z_{22} + Z_a)]; \quad (P1.559)$$

2) išėjimo srovę I_{is} :

$$I_{is} = I_2 = -[Z_{21} / (Z_{22} + Z_a)] \cdot I_1; \quad (P1.560)$$

3) srovės perdavimo koeficientą K_i :

$$K_i = I_2 / I_1 = -Z_{21} / (Z_{22} + Z_a); \quad (P1.561)$$

4) įtampos perdavimo koeficientą K_u :

$$K_u = U_2 / U_1 = Z_{21} \cdot Z_a / [(Z_{11} + Z_g) \cdot (Z_{22} + Z_a) - Z_{12} \cdot Z_{21}]; \quad (P1.562)$$

5) įėjimo varžą Z_{in} :

$$Z_{in} = U_1 / I_1 = Z_{11} - Z_{12} \cdot Z_{21} / (Z_{22} + Z_a); \quad (P1.563)$$

6) išėjimo varžą Z_{is} :

$$Z_{is} = U_2 / I_2 |_{U_{in}=0} = Z_{22} - Z_{12} \cdot Z_{21} / (Z_{11} + Z_g), \quad (P1.564)$$

čia matematinio išvedimo metu pasinaudojome įtampos U_2 išraiška iš (P1.526).

Gauti dydžiai (P1.559)–(P1.564) analogišku būdu, arba pasitelkus parametrų Z_{ij} išraiškas iš P4-os lentelės, nesunkiai gali būti parašyti naudojant tiesinio keturpolio parametrų sistemas, pavyzdžiui, Y - $\{Y_{ij}\}$ arba H - $\{H_{ij}\}$, ir t. t.

P2.4. Puslaidininkinio įtaiso ekvivalentinė (lygiavertė) schema

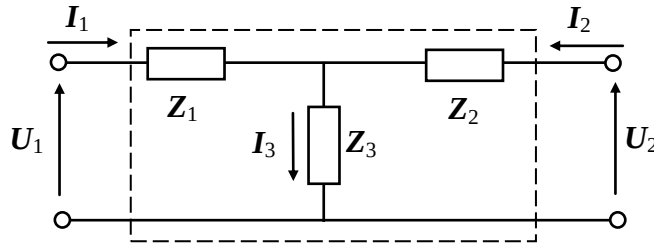
Dažnai elektronikoje yra taikomas kitas teorinio modeliavimo būdas, kai, nagrinėjant

puslaidininkinių įtaisų elektrines charakteristikas, vietoje formalių tiesinių keturpolių (P1.149 pav., P1.150 pav., P1.151 pav.) yra sudaromos įvairios puslaidininkinio įtaiso *ekvivalentinės* (*lygiavertės*) *schemas*, kurių elektroninės grandinės elementai yra sudaryti iš atitinkamų Z –, Y – arba H – sistemų parametrais nusakomų dydžių.

Dažniausiai yra taikomos *dvių pavidalų ekvivalentinės schemas*, kurios gali būti *pasyvios* arba *aktyvios*.

1. **Pasyviosios ekvivalentinės grandinės** – kuriose nėra naudojami elektroniskai valdomi įtampos arba (ir) srovės šaltiniai.

1.1. T – pavidalo ekvivalentinė schema gali būti sudaryta iš varžinių Z_k , laidumo Y_k arba iš mišriųjų H_k elementų, čia indeksas $k = 1, 2, 3$. Pavyzdžiui, iš varžinių elementų Z_k sudaryta T – pavidalo ekvivalentinė schema yra parodyta P1.152 pav., kur Z_k bendru atveju yra skirtingų dydžių – *nesimetrinis tiesinis keturpolis*.



P1.152 pav. Iš varžinių elementų Z_k sudaryta T – pavidalo ekvivalentinė schema

P1.152 pav. parodytai grandinei pritaikę Kirchhofo taisyklę ir Z – sistemos parametų Z_{ij} apibrėžtis (P1.527)–(P1.530), nesunkiai randame parametų Z_{ij} išraiškas varžiniais elementais Z_k :

$$\left. \begin{aligned} Z_{11} &= U_1 / I_1 |_{I_2=0} = Z_1 + Z_3, & Z_{12} &= U_1 / I_2 |_{I_1=0} = Z_3, \\ Z_{21} &= U_2 / I_1 |_{I_2=0} = Z_3, & Z_{22} &= U_2 / I_2 |_{I_1=0} = Z_2 + Z_3. \end{aligned} \right\} \quad (P1.565)$$

Analogiškai, P1.152 pav. parodytai grandinei pritaikę Kirchhofo taisyklę ir Y – sistemos parametų Y_{ij} apibrėžtis (P1.532)–(P1.535), nesunkiai randame parametų Y_{ij} išraiškas varžiniais elementais Z_k :

$$\left. \begin{aligned} Y_{11} &= I_1 / U_1 |_{U_2=0} = [Z_1 + Z_2 \cdot Z_3 / (Z_2 + Z_3)]^{-1}, \\ Y_{12} &= I_1 / U_2 |_{U_1=0} = -Z_3 / [Z_2 \cdot (Z_1 + Z_3) + Z_1 \cdot Z_3], \\ Y_{21} &= I_2 / U_1 |_{U_2=0} = -Z_3 / [Z_1 \cdot (Z_2 + Z_3) + Z_2 \cdot Z_3], \\ Y_{22} &= I_2 / U_2 |_{U_1=0} = [Z_2 + Z_1 \cdot Z_3 / (Z_1 + Z_3)]^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (P1.566)$$

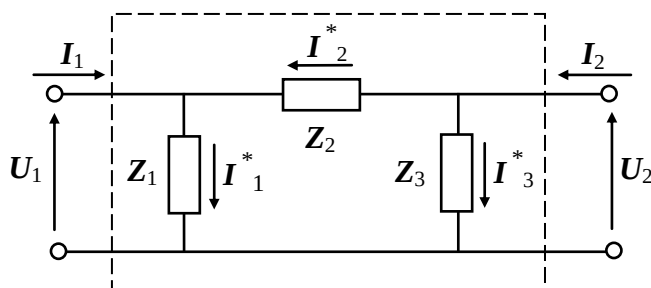
Tokiu pat būdu P1.152 pav. parodytai ekvivalentinei grandinei pritaikę Kirchhofo taisyklę ir pasinaudoję H – sistemos parametų H_{ij} apibrėžtimis (P1.537)–(P1.540), nesunkiai randame parametų H_{ij} išraiškas varžiniais elementais Z_k :

$$\left. \begin{aligned} H_{11} &= U_1 / I_1 |_{U_2=0} = Z_1 + Z_2 \cdot Z_3 / (Z_2 + Z_3), \\ H_{12} &= U_1 / U_2 |_{I_1=0} = Z_3 / (Z_2 + Z_3), \\ H_{21} &= I_2 / I_1 |_{U_2=0} = -Z_3 / (Z_2 + Z_3), \\ H_{22} &= I_2 / U_2 |_{I_1=0} = (Z_2 + Z_3)^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (P1.567)$$

Čia reikia pasakyti, kad tiesinio keturpolio kitų sistemų parametrai Y_{ij} (1.566) ir H_{ij} (P1.567) taip pat yra lengvai išreiškiami per Z_k kitu būdu – panaudojus atitinkamas išraiškas

iš P4-os lentelės gautoms Z – sistemos parametų Z_{ij} išraiškoms (P1.565) varžiniais elementais Z_k .

1.2. Π – pavidalo ekvivalentinė schema gali būti sudaryta iš varžinių Z_k , laidumo Y_k arba iš mišriųjų H_k elementų, čia indeksas $k = 1, 2, 3$. Pavyzdžiui, iš varžinių elementų Z_k sudaryta Π – pavidalo ekvivalentinė schema yra parodyta P1.153 pav., kur Z_k bendru atveju yra skirtingų dydžių – nesimetrinis keturpolis.



P1.153 pav. Iš varžinių elementų Z_k sudaryta Π – pavidalo ekvivalentinė schema

P1.153 pav. parodytai grandinei pritaikę Kirchhofo taisyklės ir Z – sistemos parametų Z_{ij} apibrėžtis (P1.527)–(P1.530), nesunkiai randame parametų Z_{ij} išraiškas varžiniais elementais Z_k :

$$\left. \begin{aligned} Z_{11} &= U_1/I_1|_{I_2=0} = Z_1 \cdot (Z_2 + Z_3)/(Z_1 + Z_2 + Z_3), \\ Z_{12} &= U_1/I_2|_{I_1=0} = Z_1 \cdot Z_3/(Z_1 + Z_2 + Z_3), \\ Z_{21} &= U_2/I_1|_{I_2=0} = Z_1 \cdot Z_3/(Z_1 + Z_2 + Z_3), \\ Z_{22} &= U_2/I_2|_{I_1=0} = Z_3 \cdot (Z_1 + Z_2)/(Z_1 + Z_2 + Z_3). \end{aligned} \right\} \quad (P1.568)$$

Analogiškai, P1.153 pav. parodytai Π – pavidalo ekvivalentinei schemai pritaikę Kirchhofo taisyklės ir Y – bei H – sistemų atitinkamų parametų Y_{ij} ir H_{ij} apibrėžtis (P1.532)– (P1.535) ir (P1.537)–(P1.540), randame parametų Y_{ij} bei H_{ij} išraiškas varžiniais elementais Z_k :

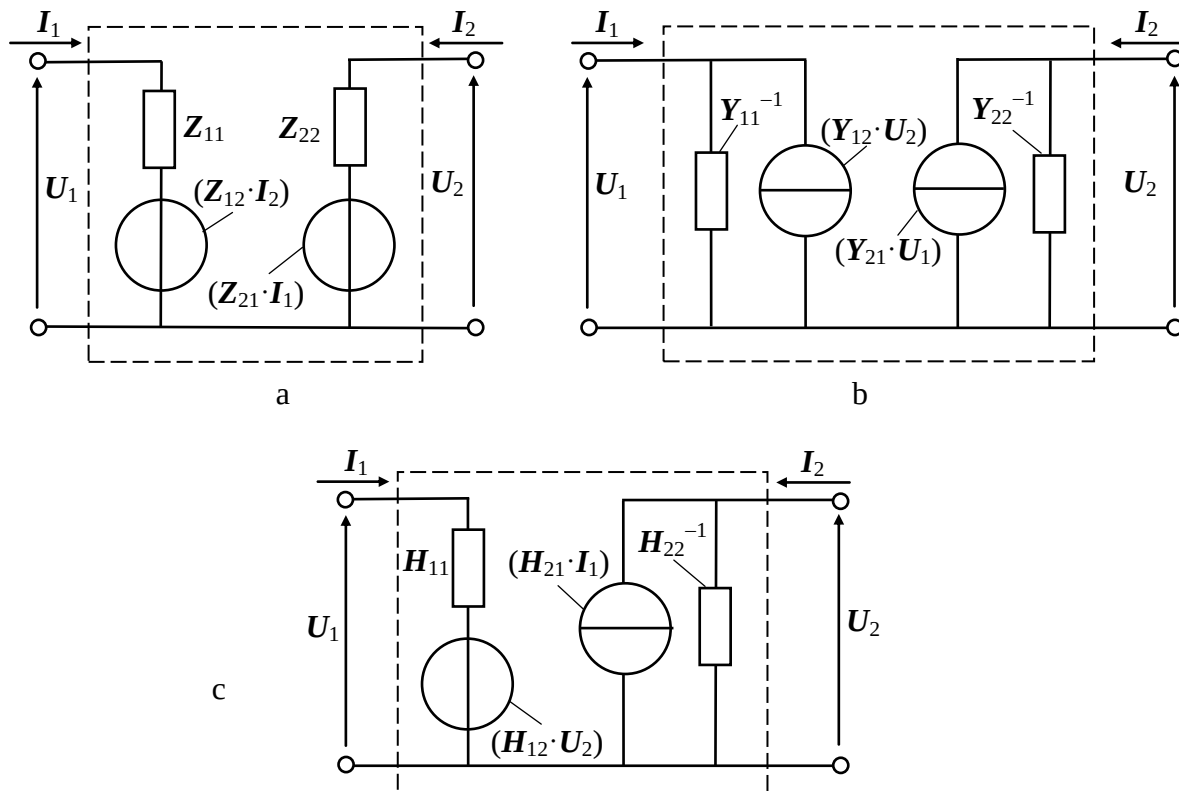
$$\left. \begin{aligned} Y_{11} &= I_1/U_1|_{U_2=0} = (Z_1 + Z_2)/(Z_1 \cdot Z_2), \\ Y_{12} &= I_1/U_2|_{U_1=0} = -1/Z_2, \\ Y_{21} &= I_2/U_1|_{U_2=0} = -1/Z_2, \\ Y_{22} &= I_2/U_2|_{U_1=0} = (Z_2 + Z_3)/(Z_2 \cdot Z_3). \end{aligned} \right\} \quad (P1.569)$$

$$\left. \begin{aligned} H_{11} &= U_1/I_1|_{U_2=0} = Z_1 \cdot Z_2/(Z_1 + Z_2), \\ H_{12} &= U_1/U_2|_{I_1=0} = Z_1/(Z_1 + Z_2), \\ H_{21} &= I_2/I_1|_{U_2=0} = -Z_1/(Z_1 + Z_2), \\ H_{22} &= I_2/U_2|_{I_1=0} = (Z_1 + Z_2 + Z_3)/[Z_3 \cdot (Z_1 + Z_2)]. \end{aligned} \right\} \quad (1.570)$$

Akivaizdu, kad išraiškas (P1.569)–(P1.570) galima gauti panaudojus atitinkamas šių parametų išraiškas Z – sistemos parametrais iš P4-os lentelės, ir su gautomis išraiškomis (P1.568) atlikus nesudėtingus aritmetinius veiksmus.

2. **Aktyviosios ekvivalentinės grandinės** yra tokios, kuriose yra naudojami elektronškai valdomi įtampos arba (ir) srovės šaltiniai. Pavyzdžiui, tranzistoriai – vienpoliai,

dvipoliai ir kiti, skirtingai nuo pasyvių radiotechninių elementų, pasižymi principine galimybe gauti elektrinių signalų stiprinimą ir generaciją atitinkamose grandinėse. Todėl juos teoriškai modeliuojančio keturpolio ekvivalentinė schema turi būti stipriai nesimetrinė – įėjime U_{in} veikiančio signalo U_{in} (arba I_{in}) įtaka išėjimo grandinei U_{is} turi būti daug didesnė už išėjimo signalo U_{is} (arba I_{is}) įtaką įėjimo grandinei U_{in} . Šioms ir kitoms aktyvių puslaidininkinių įtaisų savybėms teoriškai modeliuoti *pasyviosios ekvivalentinės keturpolių grandinės* (P1.152 pav., P1.153 pav. ir t. t.) yra pakeičiamos *aktyviosiomis ekvivalentinėmis grandinėmis*, kuriose yra panaudojami elektroniskai valdomi įtampos arba (ir) srovės šaltiniai. Tokios aktyviosios ekvivalentinės grandinės su dviem elektroniskai valdomais šaltiniais yra parodytos P1.154 pav.



P1.154 pav. Aktyviosios ekvivalentinės grandinės, kuriose yra panaudoti du elektroniskai valdomi įtampos arba (ir) srovės šaltiniai

P1.154 pav. parodytos aktyviosios ekvivalentinės grandinės aprašo bet kokią tranzistorių tiesinio keturpolio ekvivalentinę grandinę, atitinkančioje Z - (P1.154 pav., a) (P1.526), Y - (P1.154 pav., b) (P1.531) ir H - (P1.154 pav., c) (P1.536) sistemų atitinkamais parametrais nusakomus ekvivalentinės grandinės elementų dydžius.

Iš P1.154 pav., a, pateiktos keturpolio ekvivalentinės schemos matome, kad ji yra sudaryta išlaikant Z - sistemos (P1.526) parametrais Z_{ij} nusakomus sąryšius tarp atitinkamų elektrinių dydžių U_l ir I_l , čia indeksas $l = 1$ arba 2 . Šioje ekvivalentinėje schemoje įėjimo įtampa U_1 yra sudaryta iš dviejų įtampų sumos – įtampos įėjimo U_{in} varžoje Z_{11} , per kurią teka įėjimo srovė I_1 , ir valdomo įtampos šaltinio išvaduose atsirandančios įtampos $(Z_{12} \cdot I_2)$, kuri savo ruožtu priklauso nuo išėjimo srovės I_2 . Analogiškai, išėjimo U_{is} įtampa U_2 taip pat yra sudaryta iš dviejų įtampų sumos – įtampos išėjimo U_{is} varžoje Z_{22} , per kurią teka išėjimo srovė I_2 , ir antrojo valdomo įtampos šaltinio išvaduose atsirandančios įtampos $(Z_{21} \cdot I_1)$, kuri priklauso nuo įėjimo srovės I_1 . Tokiu pat būdu yra sudarytos ir kitos dvi keturpolio ekvivalentinės schemos (P1.154 pav., b ir c), išlaikant Y - ir H - atitinkamų sistemų (P1.531) ir (P1.536) atitinkamais parametrais Y_{ij} ir H_{ij} nusakomus sąryšius tarp atitinkamų elektrinių parametrų U_l ir I_l . Šių atvejų skirtumas yra tik tas, kad vaizduojant keturpolio ekvivalentinę schemoje priklausomą srovę, vienas iš jos sumos sandų yra vaizduojamas atitinkamu

elektroniškai valdomu srovės šaltiniu.

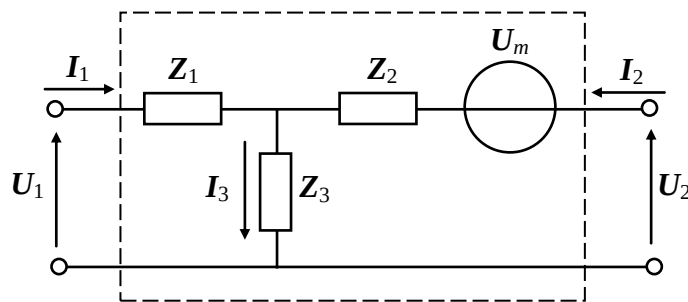
Įprastai tranzistoriaus tiesioginio stiprinimo U_{in} (arba I_{in}) $\rightarrow U_{iš}$ (arba $I_{iš}$) savybės yra nepalyginti stipresnės už poveikio signalo $U_{iš}$ (arba $I_{iš}$) $\rightarrow U_{in}$ (arba I_{in}) perdavimo savybes atgaline kryptimi – grįžtamojo ryšio savybės. Todėl tranzistoriui yra taikoma tiesinio keturpolio ekvivalentinė schema, kuri yra sudaryta tik iš vieno valdomo srovės arba įtampos šaltinio, kuris savo ruožtu vaizduoja tranzistoriaus tiesioginio stiprinimo savybes. Pavyzdžiui, iš tiesinio keturpolio Z – parametrų sistemos (P1.526) ir ją realizuojančios ekvivalentinės schemos P1.154 pav., a, matome, kad grįžtamojo ryšio įtaką galima atmesti, kai $Z_{21} - Z_{12} > 0$, t. y. esant šiai sąlygai $Z_{21} > Z_{12}$. Šiuo atveju panaudojame parametą $Z_m = Z_{21} - Z_{12}$, ir lygčių sistemą (P1.526) parašome taip:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= Z_{11} \cdot I_1 + Z_{12} \cdot I_2, \\ U_2 &= (Z_m + Z_{12}) \cdot I_1 + Z_{22} \cdot I_2, \end{aligned} \right\} \quad (P1.571)$$

kurią pertvarkome tokiu pavidalu:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= (Z_{11} - Z_{12}) \cdot I_1 + Z_{12} \cdot (I_1 + I_2), \\ U_2 &= Z_m \cdot I_1 + (Z_{22} - Z_{12}) \cdot I_2 + Z_{12} \cdot (I_1 + I_2). \end{aligned} \right\} \quad (P1.571a)$$

Gauta lygčių sistema (P1.571a) gali būti pavaizduota aktyviaja T– pavidalo tiesinio keturpolio ekvivalentine schema, kuri yra sudaryta tik iš vieno elektroniškai valdomo įtampos šaltinio. Tokia, pavyzdžiui, dvipolio tranzistoriaus ekvivalentinė schema yra parodyta P1.155 pav.



P1.155 pav. Aktyvioji T– pavidalo tiesinio keturpolio ekvivalentinė schema, kuri yra sudaryta tik iš vieno elektroniškai valdomo įtampos šaltinio U_m

P1.155 pav. parodytoje ekvivalentinėje schemoje yra naudojami šie pažymėjimai:

$$Z_1 = Z_{11} - Z_{12}; \quad Z_2 = Z_{22} - Z_{12}; \quad Z_3 = Z_{12}; \quad U_m = (Z_{21} - Z_{12}) \cdot I_1 = Z_m \cdot I_1. \quad (P1.571a)$$

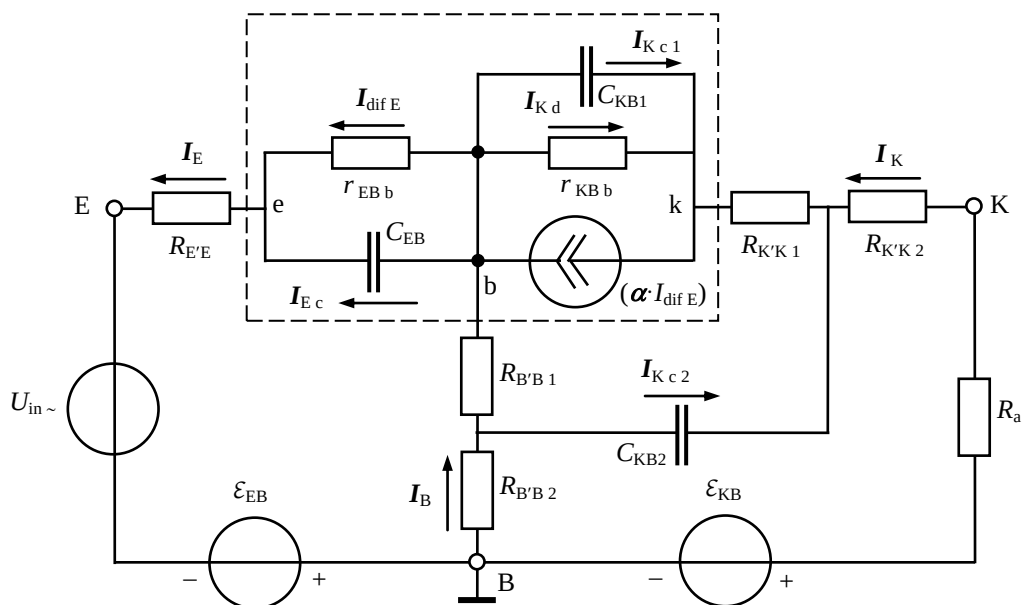
P1.155 pav. parodytoje ekvivalentinėje schemoje įėjimo srovės I_1 valdomas įtampos šaltinis U_m generuoja įtampą, kuri yra proporcinga tiesinio keturpolio varžų skirtumui $\Delta Z = Z_{21} - Z_{12}$, ir iš čia akivaizdu, jog $U_m > 0$, kai $Z_{21} > Z_{12}$.

P2.5. Puslaidininkinių įtaisų fizikinės ekvivalentinės schemos

Dažnai elektronikoje yra taikomas puslaidininkinių įtaisų teorinio modeliavimo būdas, kai matematinis modelis yra sudaromas iš puslaidininkinio įtaiso *fizikinės ekvivalentinės schemos*, kuri kuo geriau atitinka vykstančius fizikinius procesus įvairiose puslaidininkinio įtaiso srityse. Anksčiau aprašytos tiesinio keturpolio ekvivalentinės schemos iš esmės yra formalios, o jų parametrai bei grandinės elementai yra nustatomi iš eksperimento. Eksperimento metu matavimo sąlygos yra nustatomos iš atitinkamo matuojamojo parametro apibrėžties sąlygų – *trumpasis jungimas* arba *nutraukta (atvira)*, arba *suderinta* atitinkama

keturpolio grandinė. Akivaizdu, jog puslaidininkinio įtaiso gamybos metu, norint keisti jo elektrines charakteristikas ir parametrus reikiama linkme, formalus puslaidininkinio įtaiso matematinis modelis nėra patogus. Šiuo ir kitais atvejais yra būtina turėti puslaidininkinio įtaiso matematinį modelį, kuris kuo geriau atitiktų jame vykstančius fizikinius procesus. Šį reikalavimą tenkinančios puslaidininkinio įtaiso ekvivalentinės schemos yra vadinamos *fizikinėmis ekvivalentinėmis schemomis*.

Fizikinės ekvivalentinės schemas jau taikėme anksčiau, nagrinėdami įvairių diodų (1.35 pav. ir 1.48 pav.) bei įvairių tranzistorių (1.76 pav., 1.81 pav., 1.109 pav., P1.129 pav. ir P1.133 pav.) fizikinius veikos pagrindus. Iš jau anksčiau pateiktų fizikinių ekvivalentinių schemų aiškėja jų sudarymo principai: konkretaus puslaidininkinio įtaiso įvairios sritys yra vaizduojamos atitinkamais elektrinės grandinės pasyviaisiais elementais – rezistoriais (varžais), laidžiais, kondensatoriais, indukcinėmis ritelėmis (induktyvumais) ir t. t., o tiesioginio stiprinimo ir grįžtamųjų ryšių savybės yra vaizduojamos atitinkamais elektroniskai valdomais srovės arba įtampos šaltiniais (generatoriais). Čia turime pasakyti, kad sudarant įvairių tranzistorių fizikines ekvivalentines schemas dažnai yra naudinga juose išskirti vadinamąsias „vidinę“ – teorinę ir „pasyviąją“ – išorinę grandinių dalis. Remiantis šiais principais P1.155 pav. yra parodyta į BB grandinę įjungto bekorpusio dvipolio tranzistoriaus fizikinė ekvivalentinė schema, kurioje „vidinis“ tranzistorius yra išskirtas brūkšninės linijos stačiakampiu.



P1.155 pav. Į bendros bazės (BB) grandinę įjungto bekorpusio dvipolio tranzistoriaus fizikinė ekvivalentinė schema, kurioje „vidinis“ tranzistorius yra išskirtas brūkšninės linijos stačiakampiu

P1.155 pav. parodytoje tranzistoriaus fizikinėje ekvivalentinėje schemoje pastoviųjų įtampų maitinimo šaltinių $\mathcal{E}_{EB}$ ir $\mathcal{E}_{KB}$ poliaringumai atitinka normaliai įjungtą n–p–n laidumo dvipolį tranzistorių, o pasyviųjų radiotechninių elementų pažymėjimai atitinka pažymėjimus, aprašytus anksčiau 1.76 pav. Palyginę šias ekvivalentines schemas matome, jog patikslintoje dvipolio tranzistoriaus fizikinėje ekvivalentinėje schemoje (P1.155 pav.) bazės B ir kolektoriaus K puslaidininkinės sritys yra pavaizduotos *paskirstytų parametru RC–grandinėmis*. Taip yra daroma todėl, kad planariosios konstrukcijos dvipoliame tranzistoriuje (1.83 pav., b, ir 1.112 pav.) bazės B ir kolektoriaus K (ir ypač kai kolektoriaus ominis kontaktas K yra puslaidininkinio kristalo paviršiuje kartu su emiterio E ir bazės B sričių ominiais kontaktais (1.113 pav.)) puslaidininkinės sritys yra sudarytos iš *aktyviosios* ir *pasyviosios* sričių. Aktyviosios bazės B ir kolektoriaus K sritys yra betarpiškai po emiterio E sritimi. Šios sritys fizikinėje ekvivalentinėje schemoje (P1.155 pav.) yra pavaizduotos

atitinkamais rezistoriais $R_{B'B1}$ ir $R_{K'K1}$, bei kolektorinės p–n sandūros aktyviaja barjerine talpa C_{KB1} . Tokiu pat būdu bazės B ir kolektoriaus K pasyviosios puslaidininkinės sritys yra pavaizduotos atitinkamais rezistoriais $R_{B'B2}$ ir $R_{K'K2}$, bei kolektorinės p–n sandūros pasyviaja barjerine talpa C_{KB2} .

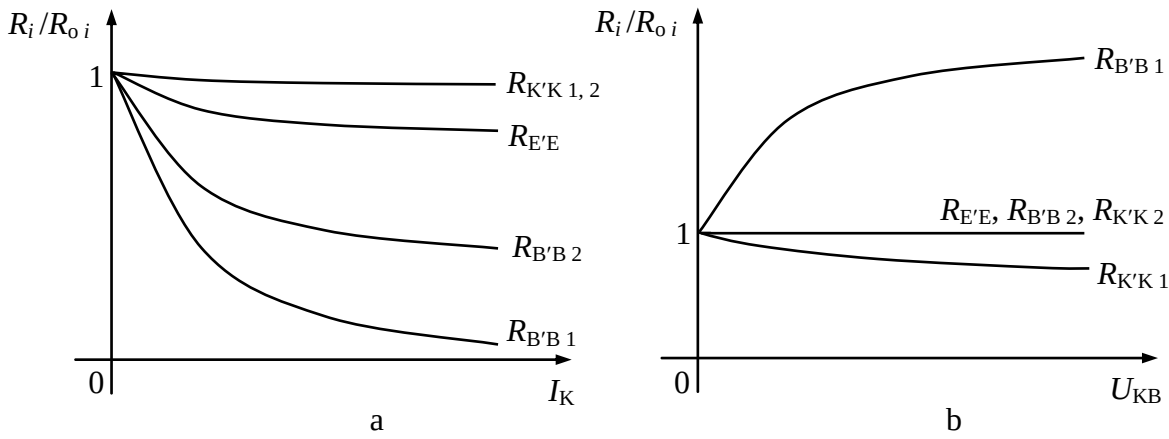
Dvipolio tranzistoriaus tiesioginio stiprinimo ir perdavimo savybė fizikinėje ekvivalentinėje schemeje (P1.155 pav.) yra pavaizduota elektroniškai valdomu srovės šaltiniu ($\alpha \cdot I_{\text{dif E}}$), kurio generuojama srovė $I_\alpha = \alpha \cdot I_{\text{dif E}}$ yra parašyta emiterinės p–n sandūros difuzinės srovės $I_{\text{dif E}}$ moduliui $I_{\text{dif E}}$. Ši srovė I_α teka per tiesiogine kryptimi įjungtą emiterinę p–n sandūrą ir jos stipris yra atvirkščiai proporcingas šios p–n sandūros diferencialinei varžai r_{EBb} ((1.124), (1.125)). Kita vertus, anksčiau parodėme, jog kolektoriaus K srovė I_K yra nulemta tik šalutinių krūvininkų injekcijos iš emiterio E srities į bazės B sritį. Todėl ne visa srovė $I_{\text{dif E}}$ sukuria srovę I_K ir šį reiškinį fizikinėje ekvivalentinėje schemeje (P1.155 pav.) aprašome atitinkama koeficiento α išraiška (1.233), kurioje šalutinių krūvininkų sukurtos srovės I_K modulis $I_{0K} = \alpha_0 \cdot I_{0E}$ yra nusakomas koeficientu α_0 (1.214), čia I_{0E} – emiterio E srovės I_E modulis. Kita vertus, dvipolio tranzistoriaus charakteristikų priklausomybė nuo dažnio ω fizikinėje ekvivalentinėje schemeje yra įvertinta emiterinės p–n sandūros barjerine talpa C_{EB} , kuri šuntuoja diferencialinę varžą r_{EBb} . Čia reikia pasakyti, jog kai kada vietoje elektroniškai valdomo srovės šaltinio ($\alpha \cdot I_{\text{dif E}}$) yra naudojamas įėjimo įtampa $U_{in} \sim$ valdomas įtampos šaltinis. Tačiau šis dvipolio tranzistoriaus tiesioginio stiprinimo ir perdavimo savybės pavaizdavimo būdas nėra tinkamas, nes šalutinių krūvininkų ekstrakcijos iš neutralios bazės srities į neutralią kolektoriaus sritį reiškinys vyksta per atgaline kryptimi įjungtą kolektorinę p–n sandūrą, kurios varža r_{KBb} yra labai didelė ir todėl iš esmės atitinka srovės šaltinio elektrines savybes. Kita vertus, emiterio-bazės grandinės fazinės charakteristikos įtaka dvipolio tranzistoriaus dažninėms savybėms yra kur kas tiksliau įvertinama, kai valdomo srovės šaltinio išraiška $I_\alpha = \alpha \cdot I_{\text{dif E}}$ yra parašoma emiterinės p–n sandūros kompleksinės srovės I_E difuzine dedamąja $I_{\text{dif E}}$. Čia reikia pasakyti, kad toks valdomo srovės šaltinio I_α išraiškos parašymas priveda prie netiesinės lygčių sistemos, kurios sprendimas įmanomas tik netiesinių lygčių sprendimo metodais, taikant kompiuterius.

Kai dvipolis tranzistorius yra įjungtas į BE arba į BK arba į EK grandinės, jo fizikinė ekvivalentinė schema, kuri yra parodyta 1.81 pav., parodytos P1.155 pav. atžvilgiu pakinta nedaug. Iš 1.81 pav. matome, jog labiausiai skiriasi elektroniškai valdomo srovės šaltinio išraiškos pavidalas ($\beta \cdot I_B$), čia valdomo šaltinio generuojama srovė $I_\beta = \beta \cdot I_B$ yra parašyta bazės B srovės I_B moduliui I_B , o koeficientas β gali būti išreikštas anksčiau pateikta aproksimacine formule (1.243). Taip pat bazės-emiterio įėjimo grandinės fazinės charakteristikos įtaka dvipolio tranzistoriaus dažninėms savybėms schemose BE, BK ir EK yra kur kas tiksliau įvertinama, kai elektroniškai valdomo srovės šaltinio I_β išraiška yra parašoma kompleksine srove $I_\beta = \beta \cdot I_B$. Akivaizdu, kad ir šiuo atveju gausime netiesinę lygčių sistemą.

Anksčiau parodėme, jog dvipolio tranzistoriaus fizikinės ekvivalentinės schemos pasyviųjų radiotechninių elementų vertės priklauso nuo srovių I_j ir įtampų U_{ij} verčių jų išvaduose – kontaktuose. Tipinės kai kurių šių elementų dydžių priklausomybės nuo kolektoriaus srovės I_K ir įtampos U_{KB} dvipolio tranzistoriaus planariosios konstrukcijos atveju (1.83 pav., b) yra parodytos P1.156 pav., atitinkamai a ir b, o barjerinių talpų C_{EB} ir C_{KB} priklausomybės nuo atitinkamų įtampų U_{EB} ir U_{KB} buvo aptartos anksčiau, nagrinėjant p–n sandūros veikos fiziką, ir yra parodytos 1.23 pav.

Remiantis anksčiau išdėstytais principais yra sudaromos ir vienpolių (lauko) tranzistorių fizikinės ekvivalentinės schemos, kurių vienas iš galimų variantų yra pateiktas 1.109 pav.

1.109 pav. pateiktoje lauko tranzistoriaus ekvivalentinėje schemeje nėra elektroniškai valdomo srovės arba įtampos šaltinio, vaizduojančio vienpolio tranzistoriaus tiesioginio stiprinimo ir perdavimo savybes. Taip pasielgta todėl, kad, skirtingai nuo dvipolio tranzistoriaus, lauko tranzistoriuje nėra krūvininkų injekcijos ir ekstrakcijos reiškinų, todėl,



P1.156 pav. Tipinės dvipolio tranzistoriaus planariosios konstrukcijos atveju (1.83 pav., b) atitinkamų sričių varžų $R_i \Leftrightarrow R_{E'E}, R_{B'B}, R_{K'K}$ priklausomybės nuo kolektoriaus srovės I_K (a) ir įtampos U_{KB} (b), čia atitinkamos varžų R_i priklausomybės yra pateiktos normuotu masteliu atitinkamos vertės R_{0i} atžvilgiu, kai $I_K \Rightarrow 0$ ir $U_{KB} \Rightarrow 0$

esant įtampai $U_{DS} = 0$, visada santakos ir ištakos srovės $I_{D,s} = 0$ (1.92 pav., b), o dvipolio tranzistoriaus BB grandinėje, kai $U_{KB} = 0$, srovė $I_K \approx I_E > 0$ (1.56 pav., b), ir tai yra esminis dvipolio ir vienpolio tranzistorių skirtumas. Todėl 1.109 pav. pateiktoje vienpolio tranzistoriaus fizikinėje ekvivalentinėje schemoje pagrindinė lauko tranzistoriaus savybė – jo santakos srovės I_D ir kartu ištakos srovės I_S priklausomybė nuo užtūros įtampos U_{GS} yra pavaizduota elektroniskai valdoma kanalo varža $R_k(U_{GS})$, kurios vertė įvairiose lauko tranzistoriaus jungimo schemose yra išreiškiama anksčiau pateiktomis priklausomybėmis (1.268) ir (1.291), taip pat priklauso nuo įėjimo įtampai $U_{in} \sim$ proporcingo dydžio vidinės įtampos $U_{in}^* \sim U_{GS}^* \sim ((1.370), (1.371))$.

Kai lauko tranzistoriaus išėjimo U_{is} grandinėje maitinimo šaltinio įtampa $|\mathcal{E}_{DS}| > 0$, dėl kintamosios įėjimo įtampos $U_{in} \sim$ pokyčio $\pm \Delta U_{in}$ poveikio (1.109 pav.) kanalo varža R_k kinta dydžiu $\pm \Delta R_k$, ir todėl apkrovos rezistoriuje R_a atsiranda srovės I_D kintamasis sandas ΔI_D , kurio dydį išreiškiame taip:

$$\begin{aligned} \Delta I_D &\cong |\mathcal{E}_{DS}| / (R_k - \Delta R_k + R_a) - |U_{DS}| / (R_k + \Delta R_k + R_a) = \\ &= 2 \cdot |\mathcal{E}_{DS}| \cdot |\Delta R_k| / [(R_k + R_a)^2 - \Delta R_k^2], \end{aligned} \quad (P1.572)$$

čia tariame, kad $R_a \gg R_{D'D} \approx R_{S'S}$.

Panaudojus vienpolio tranzistoriaus diferencialinį statumą S_s (1.282) mažų dažnių srityje, kai $\omega \Rightarrow 0$, santakos srovės I_D pokytį ΔI_D (P1.572) galima išreikšti įėjimo signalui $U_{in} \sim$ proporcingo dydžio įtampos $U_{in}^* \sim$ pokyčiu ΔU_{in}^* tokio pavidalo lygtimi:

$$\Delta I_D = S_s \cdot \Delta U_{in}^*, \quad (P1.572a)$$

čia žemadažnio diferencialinio statumo S_s vertė yra imama lauko tranzistoriaus veikos taško aplinkoje $\{I_D, U_D\}$, laikantis mažo įėjimo signalo sąlygos $S_s \cong \text{const}$, kai $\Delta I_D > 0$.

Taikant šį metodą (P1.572a), vienpolio tranzistoriaus fizikinėje ekvivalentinėje schemoje vietoje elektroniskai valdomo kanalo rezistoriaus $R_k(U_{GS})$ dažnai yra įjungiamas elektroniskai valdomas srovės šaltinis $I_k(U_{GS})$, kuris generuoja kintamąją srovę $\Delta I_D = S_s \cdot \Delta U_{in}^*$ (P1.572a). Šiuo atveju fizikinėje ekvivalentinėje schemoje (1.109 pav.) dažnai nerodomi pastoviosios įtampos maitinimo šaltiniai $\mathcal{E}_{GS}$ ir $\mathcal{E}_{DS}$ – vietoje jų atitinkamos grandinės yra sujungtos trumpai. Tačiau diferencialinio statumo S_s vertė yra nustatoma lauko tranzistoriaus veikos taške $\{I_D, U_D\}$, kurio vieta apkrovos tiesėje R_a priklauso nuo maitinimo šaltinių $\mathcal{E}_{GS}$ ir $\mathcal{E}_{DS}$ įtampų dydžių ir apkrovos rezistoriaus R_a varžos (1.95 pav.). Iš čia darome

išvadą, kad įvairių tranzistorių fizikinės ekvivalentinės schemos savo esme yra netiesinės grandinės, nes jas sudarančių pasyviųjų radiotechninių elementų vertės priklauso nuo tranzistoriaus veikos taško vietos įėjimo bei išėjimo VACH (P1.156 pav. ir t. t.). Todėl anksčiau aprašytos tiesinių keturpolių matematinio modeliavimo lygtys daugeliu atvejų negali būti taikomos puslaidininkiniams įtaisams aprašyti, kai jų veika netenkina mažo signalo sąlygos.

P2.6. Netiesiniai keturpoliai

Keturpolis, kurio parametrai priklauso nuo srovių ir įtampų jo išvaduose (kontaktuose), yra vadinamas *netiesiniu keturpoliu*. Šiuo atveju matematinės keturpolio lygtys yra parašomos esant *mažo įėjimo signalo sąlygai*.

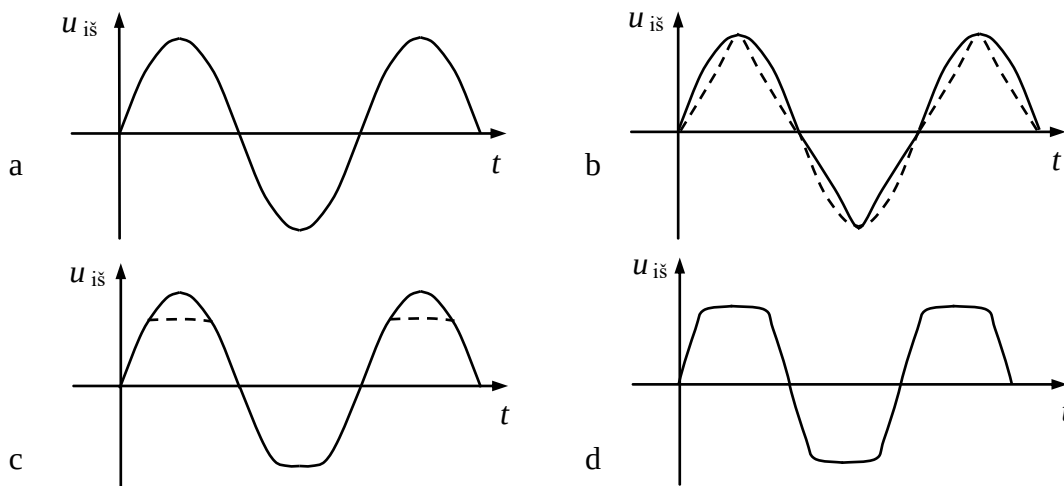
Mažo įėjimo signalo sąlyga yra taikoma netiesiniam keturpoliui ir reiškia, kad nagrinėjamos schemos išėjime $U_{i\text{š}}$ signalo $U_{i\text{š}} \sim$ (arba $u_{i\text{š}}(t)$) dažnių spektras atitinka schemos įėjime U_{in} veikiantį įėjimo signalo $U_{\text{in}} \sim$ (arba $u_{\text{in}}(t)$) dažnių spektrą – netiesinis keturpolis elgiasi kaip tiesinis keturpolis. Netiesinio keturpolio įėjime U_{in} veikiant, pavyzdžiui, harmoniniam signalui $u_{\text{in}}(t) = U_0 \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi)$, mažo įėjimo signalo sąlyga gali būti nusakyta *netiesinių iškreipimų faktoriumi* δ :

$$\delta = [(U_{02}^2 + U_{03}^2 + \dots + U_{0n}^2)^{1/2} / U_{01}] \cdot 100 \%, \quad (\text{P1.573})$$

čia: $U_{01}, U_{02}, \dots, U_{0n}$ – atitinkamai pirmosios (pagrindinės) (ω), antrosios ($2 \cdot \omega$), ... , n -tosios ($n \cdot \omega$) išėjimo signalo $u_{i\text{š}}(t)$ harmonikų – dažnio spektro atitinkamų sandų amplitudės.

Mažo įėjimo signalo sąlyga gali būti nusakoma įvedus iškreipimų faktoriaus δ vertei apribojimą, pavyzdžiui, $\delta \leq 1 \%$. Akivaizdu, jog šis metodas reikalauja specialios matavimo įrangos ir dėl to nėra parankus. Todėl matavimų metu mažo įėjimo signalo sąlygą yra kur kas paprasčiau kontroliuoti stebint schemos išėjime $U_{i\text{š}}$ signalo $u_{i\text{š}}(t)$ pavidalą – *laikinę diagramą* oscilografo ekrane, kai įėjime U_{in} veikia harmoninis įėjimo signalas $u_{\text{in}}(t) = U_0 \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi)$.

Ši situacija yra parodyta P1.157 pav.



P1.157 pav. Išėjimo signalo $u_{i\text{š}}(t)$ oscilogramos netiesinio keturpolio išėjime $U_{i\text{š}}$, kai jo įėjime U_{in} veikia skirtingų amplitudžių U_0 harmoninis įėjimo signalas $u_{\text{in}}(t) = U_0 \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi)$, čia: a – kai yra tenkinama mažo įėjimo signalo sąlyga; b–d – kai mažo įėjimo signalo sąlyga nėra tenkinama

P1.157 pav. yra pateiktos įvairios išėjimo signalo $u_{i\text{š}}(t)$ oscilogramos netiesinio keturpolio išėjime $U_{i\text{š}}$, kai to keturpolio įėjime U_{in} veikia skirtingų amplitudžių U_0 harmoninis įėjimo signalas $u_{\text{in}}(t) = U_0 \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi)$.

Iš P1.157 pav. pateiktų oscilogramų matome – netiesinio keturpolio atveju įėjimo signalo $u_{in}(t)$ amplitudė U_0 tenkina mažo įėjimo signalo sąlygą tik situacijoje a. Visais kitais atvejais įėjimo signalo amplitudė U_0 yra per didelė, nes išėjimo signalas $u_{is}(t)$ yra iškraipytas – savo pavidalu skiriasi nuo harmoninio signalo formos (P1.157 pav., a), o būtent: situacijoje b neigiami (arba (ir) teigiami) išėjimo signalo $u_{is}(t)$ pusperiodžiai neatitinka harmoninės funkcijos pavidalą a; situacijoje c išėjimo signalo $u_{is}(t)$ pusperiodžių viršūnės yra ribojamos iš vienos pusės – vienpusis ribojimas iš „apačios“ arba iš „viršaus“; situacijoje d išėjimo signalo $u_{is}(t)$ pusperiodžių viršūnės yra ribojamos iš abiejų pusių – dvipusis ribojimas, ir t. t.

Netiesinio keturpolio atveju srovės I_i ir įtampos U_i jo įėjime U_{in} , kai $i = 1$, ir išėjime U_{is} , kai $i = 2$, gali būti išreikštos tokiu pavidalu:

$$U_1 = U_{1=} + u_{1\sim}, \quad I_1 = I_{1=} + i_{1\sim} \quad \text{ir} \quad U_2 = U_{2=} + u_{2\sim}, \quad I_2 = I_{2=} + i_{2\sim}, \quad (P1.574)$$

čia: $U_{1=}, U_{2=}, I_{1=}, I_{2=}$ – atitinkamų įtampų ir srovių pastovieji sandai; $u_{1\sim}, u_{2\sim}, i_{1\sim}, i_{2\sim}$ – atitinkamų įtampų ir srovių kintamieji sandai, kurių amplitudės U_{0i} ir I_{0i} tenkina mažo įėjimo signalo sąlygą.

Tegu netiesinio keturpolio įėjimo įtampa U_1 ir išėjimo srovė I_2 yra priklausomi dydžiai – įėjimo srovės I_1 ir išėjimo įtampos U_2 funkcijos:

$$U_1 = F_1(I_1, U_2), \quad I_2 = F_2(I_1, U_2), \quad (P1.575)$$

tai atitinka H – parametrų sistemą ((P1.522), (P1.536)).

Dešiniąsias išraiškų (P1.575) puses paskleidžiame Teiloro eilute, pavyzdžiui, tranzistoriaus veikos taške $\{I_{1=}, U_{2=}\}$, kintamųjų dydžių $i_{1\sim}$ ir $u_{2\sim}$ atžvilgiu, ir apsiribojame nariais, turinčiais kintamuosius dydžius $i_{1\sim}$ ir $u_{2\sim}$, pakeltus pirmuoju laipsniu:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &\cong U_1(I_{1=}, U_{2=}) + i_{1\sim} \cdot (\partial U_1 / \partial i_1)|_{I_{1=}, U_{2=}} + u_{2\sim} \cdot (\partial U_1 / \partial u_2)|_{I_{1=}, U_{2=}}, \\ I_2 &\cong I_2(I_{1=}, U_{2=}) + i_{1\sim} \cdot (\partial I_2 / \partial i_1)|_{I_{2=}, U_{1=}} + u_{2\sim} \cdot (\partial I_2 / \partial u_2)|_{I_{2=}, U_{2=}}. \end{aligned} \right\} \quad (P1.576)$$

Palyginę gautas išraiškas (P1.576) su lygtimis (P1.574) matome, kad ir šiuo atveju dešiniąsias išraiškų (P1.576) pusės yra pastoviųjų ir kintamųjų dydžių sumos. Todėl išraiškas (P1.576) galima parašyti tokiu pavidalu:

$$U_1 \cong U_{01}|_{I_{01}, U_{01}} + u_{1\sim}, \quad I_2 \cong I_{02}|_{I_{02}, U_{02}} + i_{2\sim}, \quad (P1.577)$$

čia:

$$\left. \begin{aligned} u_{1\sim} &= i_{1\sim} \cdot (\partial U_1 / \partial i_1)|_{I_{01}, U_{01}} + u_{2\sim} \cdot (\partial U_1 / \partial u_2)|_{I_{01}, U_{02}}, \\ i_{2\sim} &= i_{1\sim} \cdot (\partial I_2 / \partial i_1)|_{I_{02}, U_{01}} + u_{2\sim} \cdot (\partial I_2 / \partial u_2)|_{I_{02}, U_{02}}. \end{aligned} \right\} \quad (P1.578)$$

Diferencialiniai h – parametrai taikomi tada, kai yra tenkinama mažo įėjimo signalo sąlyga netiesinio keturpolio įėjime $U_{in} \rightarrow U_1$. Esant šiai sąlygai, keturpolio išėjime $U_{is} \rightarrow U_2$ veikiančių srovių I_i ir įtampų U_i kintamuosius sandus aprašanti lygčių sistema (P1.578), analogiškai H – parametrų sistemai (P1.536), yra parašoma mažasignaliniais *diferencialiniais h – parametrais*:

$$\left. \begin{aligned} u_{1\sim} &= h_{11} \cdot i_{1\sim} + h_{12} \cdot u_{2\sim}, \\ i_{2\sim} &= h_{21} \cdot i_{1\sim} + h_{22} \cdot u_{2\sim}, \end{aligned} \right\} \quad (P1.579)$$

čia iš jau anksčiau pateiktų H – parametrų apibrėžčių ((P1.537)–(P1.540)) – tuščioji eiga įėjime U_{in} arba trumpasis jungimas išėjime U_{is} , atitinkamo signalo kintamajam sandui galima parašyti:

- 1) netiesinio keturpolio *diferencialinė įėjimo varža* h_{11} veikos taške $\{I_{1=}, U_{2=}\}$, esant trumpajam jungimui jo išėjime $U_{is} - u_{2\sim} = 0$, yra išreiškiama taip:

$$h_{11} = \partial U_1 / \partial i_1 \big|_{u_2 \sim 0, \{I_1 \Rightarrow, U_2 \Rightarrow\}}; \quad (\text{P1.580})$$

- 2) netiesinio keturpolio išėjime $U_{i\text{š}}$ įtampos U_2 grįžtamojo ryšio diferencialinis koeficientas h_{12} veikos taške $\{I_1 \Rightarrow, U_2 \Rightarrow\}$, esant tuščiajai eigai jo įėjime $U_{\text{in}} - i_1 \sim 0$, yra išreiškiamas taip:

$$h_{12} = \partial U_1 / \partial u_2 \big|_{i_1 \sim 0, \{I_1 \Rightarrow, U_2 \Rightarrow\}}; \quad (\text{P1.581})$$

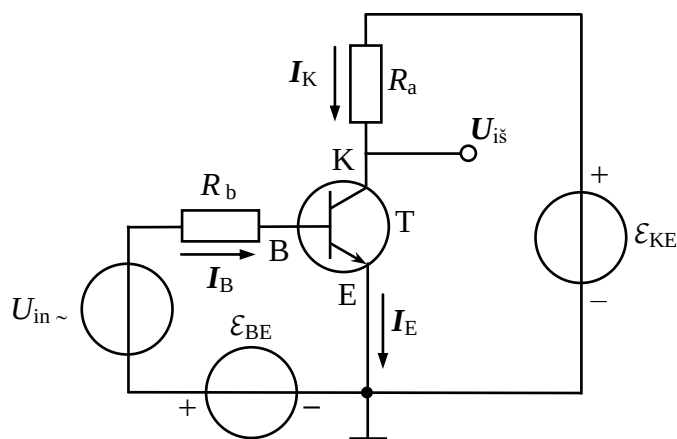
- 3) netiesinio keturpolio įėjime U_{in} veikiančios srovės I_1 perdavimo diferencialinis koeficientas h_{21} veikos taške $\{I_1 \Rightarrow, U_2 \Rightarrow\}$, esant trumpajam jungimui jo išėjime $U_{i\text{š}} - u_2 \sim 0$, yra išreiškiamas taip:

$$h_{21} = \partial I_2 / \partial i_1 \big|_{u_2 \sim 0, \{I_1 \Rightarrow, U_2 \Rightarrow\}}; \quad (\text{P1.582})$$

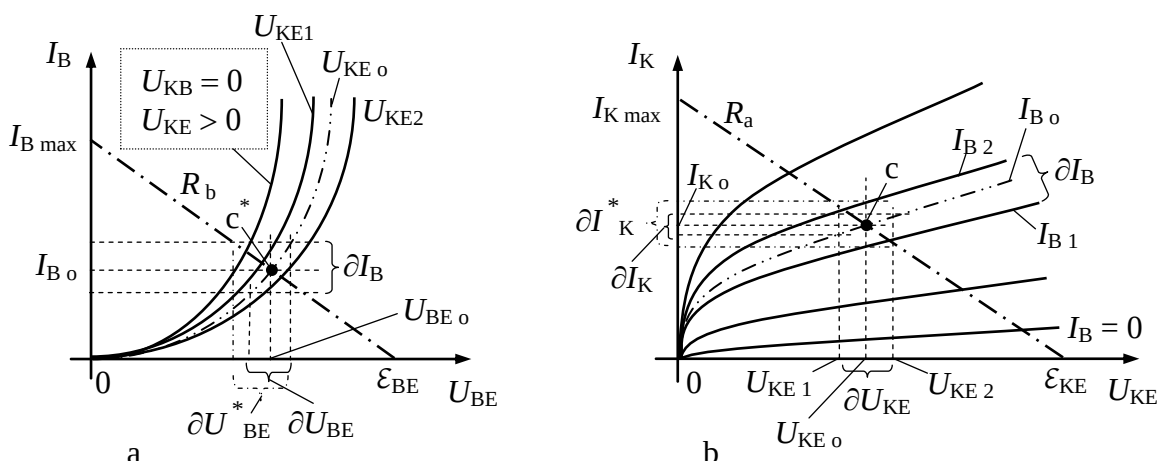
- 4) netiesinio keturpolio išėjimo $U_{i\text{š}}$ diferencialinis laidumas h_{22} veikos taške $\{I_1 \Rightarrow, U_2 \Rightarrow\}$, esant tuščiajai eigai jo įėjime $U_{\text{in}} - i_1 \sim 0$, yra išreiškiamas taip:

$$h_{22} = \partial I_2 / \partial u_2 \big|_{i_1 \sim 0, \{I_1 \Rightarrow, U_2 \Rightarrow\}}. \quad (\text{P1.583})$$

Čia aprašytos diferencialinių h -parametrų sistemos (P1.579) taikymą pailiustruosime į BE grandinę įjungto dvipolio tranzistoriaus atveju – ji yra parodyta P1.158 pav., o tranzistoriaus įėjimo ir išėjimo VACH yra pateiktos P1.159 pav., atitinkamai a ir b.



P1.158 pav. Bendro emiterio (BE) stiprinimo pakopa su dvipoliu tranzistoriumi T



P1.159 pav. Dvipolio tranzistoriaus įėjimo (a) ir išėjimo (b) VACH BE grandinėje

Netiesinių keturpolių analizė taikant diferencialinius h -parametrus ir jiems analogiškus kitus diferencialinius parametrus yra vadinama *grafinės analizės metodu*.

Grafinės analizės metodas – kai puslaidininkinio įtaiso diferencialiniai parametrai yra nustatomi iš atitinkamų VACH įvairiose jungimo grandinėse: BB (BU), BE (BI), BK (BS) arba EK (IK).

BE grandinėje (P1.158 pav.) dvipolio tranzistoriaus T bazės B ir kolektoriaus K atitinkamų pastoviųjų srovių I_B ir I_K ir atitinkamų pastoviųjų įtampų U_{BE} ir U_{KE} atitinkamų pokyčių sandai ∂I_B , ∂I_K , ir ∂U_{BE} , ∂U_{KE} yra nustatomi iš tranzistoriaus T įėjimo ir išėjimo VACH, parodytų P1.159 pav. Tam įėjimo (P1.159 pav., a) ir išėjimo (P1.159 pav., b) VACH plokštumose yra nubraižomos atitinkamų apkrovos rezistorių R_b – įėjimo (bazės B) grandinėje ir R_a – išėjimo (kolektoriaus K) grandinėje atitinkamos apkrovos tiesės R_b ir R_a , kurios yra aprašomos tokio pavidalo lygtimis:

$$I_B = I_{B \max} - |U_{BE}|/R_b, \quad I_K = I_{K \max} - |U_{KE}|/R_a, \quad (P1.584)$$

čia:

$$I_{B \max} = |\mathcal{E}_{BE}|/R_b, \quad I_{K \max} = |\mathcal{E}_{KE}|/R_a. \quad (P1.584a)$$

Nagrinėjamos BE schemos (P1.158 pav.) įėjimo B-E grandinėje nusistovi pastovioji bazės B srovė I_{B0} ir kartu tarp bazės B ir emiterio E išvadų nusistovi pastovioji įtampa U_{BE0} , kurių dydžiai yra nusakomi Omo dėsnio visai įėjimo B-E grandinei:

$$I_{B0} = |\mathcal{E}_{BE}|/(R_b + R_{BEe}) = |\mathcal{E}_{BE}|/\{R_b + |U_{BE0}|/[I_{sB}^* \exp(U_{BE0}/\varphi_T)]\}, \quad (P1.585)$$

čia pasinaudojome anksčiau gauta varžos R_{BEe} išraiška (1.149), o nusistovėjusios srovių ir įtampų vertės nusako tranzistoriaus T veikos tašką $\{I_{B0}, U_{BE0}\}$ įėjimo B-E grandinėje.

Esant sąlygai $I_B = I_{B0}$, kai $U_{BE} = U_{BE0}$, iš (P1.585) ir bazės B srovės I_B lygties (P1.584) gauname:

$$I_{B0} = (|\mathcal{E}_{BE}| - |U_{BE0}|)/R_b, \quad |\mathcal{E}_{BE}| - I_{sB}^* R_b \exp(U_{BE0}/\varphi_T) - |U_{BE0}| = 0, \quad (P1.586)$$

čia emiterinės p–n sandūros įtampa U_{BE0} kompiuteriu yra apskaičiuojama iš antrosios analiziškai neišsprendžiamos lygties.

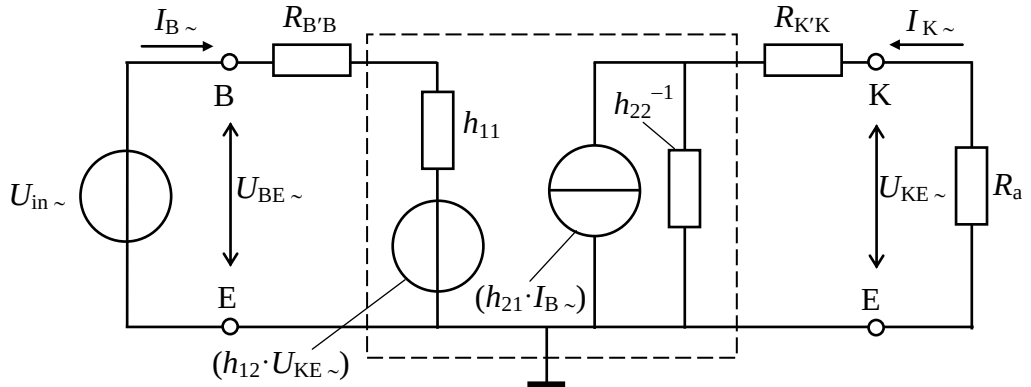
Tranzistoriaus T bazės B srovės I_{B0} vertę atitinkančios išėjimo VACH kreivės $I_K(U_{KE})$ ir apkrovos R_a tiesės susikirtimo taškas c nusako tranzistoriaus T veikos taško vietą $\{I_{K0}, U_{KE0}\}$ išėjimo VACH (P1.159 pav., b) kreivių $I_K(U_{KE})|_{I_B = \text{const}}$ šeimoje. Iš čia surandame atitinkamai pastoviosios kolektoriaus srovės I_K ir pastoviosios įtampos U_{KE} veikos taško $\{I_{K0}, U_{KE0}\}$ sandus I_{K0} ir U_{KE0} , kuriuos užduoda parinktas veikos taškas c^* $\{I_{B0}, U_{BE0}\}$ įėjimo VACH (P1.159 pav., a) kreivių $I_B(U_{BE})|_{U_{KE} = \text{const}}$ šeimoje. Įėjimo ir išėjimo VACH geometriškai surastuose tranzistoriaus T veikos taškuose $c^* \rightarrow \{I_{B0}, U_{BE0}\}$ ir $c \rightarrow \{I_{K0}, U_{KE0}\}$ nustatome atitinkamų srovių $I_{B,K}$ ir įtampų $U_{BE,KE}$ pokyčių atitinkamus sandus $\partial I_{B,K}$ ir $\partial U_{BE,KE}$. Tam tranzistoriaus T veikos taškų $\{I_{B0}, U_{BE0}\}$ ir $\{I_{K0}, U_{KE0}\}$ aplinkoje nubraižome pakankamai mažus stačiuosius trikampus taip, kaip tai yra parodyta P1.159 pav., a ir b. Nubraižytų stačiųjų trikampių statiniai atitinka įėjimo U_{in} ir išėjimo U_{is} srovių bei įtampų atitinkamus kintamuosius sandus ∂I_B , ∂U_{BE} ir ∂I_K , ∂U_{KE} . Iš geometriškai gautų tranzistoriaus T veikos taške $\{I_{K0}, U_{KE0}\}$ pkyčių ∂I_B , ∂I_K , ∂U_{BE} ir ∂U_{KE} apskaičiuojame diferencialinius parametrus h_{11} (P1.580) ir h_{22} (P1.583), tam pasinaudoję šiomis apibrėžtimis:

$$h_{11} = \partial U_{BE} / \partial I_B, \quad h_{22} = \partial I_K / \partial U_{KE}. \quad (P1.587)$$

Diferencialiniai parametrai h_{12} (P1.581) ir h_{21} (P1.582) reikalauja kitų apibrėžties sąlygų. Todėl tranzistoriaus T veikos taškų $\{I_{B0}, U_{BE0}\}$ ir $\{I_{K0}, U_{KE0}\}$ aplinkoje geometriškai nubraižome pakankamai mažus papildomus stačiuosius trikampus taip, kaip tai yra parodyta P1.159 pav., a ir b, brūkšninėmis-taškinėmis linijomis. Šių papildomų stačiųjų trikampių statiniai atitinka įėjimo U_{in} ir išėjimo U_{is} srovių bei įtampų papildomus kintamuosius sandus ∂I_K^* ir ∂U_{BE}^* . Iš geometriškai gautų tranzistoriaus T veikos taške $\{I_{K0}, U_{KE0}\}$ papildomų pokyčių ∂I_K^* ir ∂U_{BE}^* apskaičiuojame diferencialinius parametrus h_{12} (P1.581) ir h_{21} (P1.582), naudodamiesi šiomis apibrėžtimis:

$$h_{12} = \partial U_{BE}^* / \partial U_{KE}, \quad h_{21} = \partial I_K^* / \partial I_B. \quad (1.588)$$

Kai mažo įėjimo signalo $U_{in} \sim$ sąlyga tenkinama, į BE grandinę įjungtam nagrinėjamam dvipoliui tranzistoriui (P1.158 pav.) galima pritaikyti anksčiau aprašytą tiesinio keturpolio aktyviąją ekvivalentinę grandinę (P1.154 pav., c), kuri atitinka H -parametrų sistemą ir diferencialinių h -parametrų atveju yra parodyta P1.160 pav.



P1.160 pav. Mažo įėjimo signalo $U_{in} \sim$ sąlygos tenkinimo atveju į bendro emiterio (BE) grandinę įjungto dvipolio tranzistoriaus aktyvioji ekvivalentinė grandinė, atitinkanti H -parametrų sistemą ir diferencialinius h -parametrus, čia priimta $R_{E'E} \cong 0$

Taikydami Omo dėsnį įėjimo U_{in} ir išėjimo $U_{i\text{š}}$ grandinėms, iš P1.160 pav. pateiktos ekvivalentinės schemos parašome harmoninės įėjimo srovės I_B ir harmoninės išėjimo įtampos $U_{i\text{š}} = U_{KE}$ atitinkamų kintamųjų sandų $I_B \sim$ ir $U_{KE} \sim$ išraiškas:

$$\left. \begin{aligned} I_B \sim &= (U_{in} \sim - h_{12} \cdot U_{KE} \sim) / (R_{B'B} + h_{11}), \\ U_{i\text{š}} \sim &= U_{KE} \sim = -h_{21} \cdot I_B \sim \cdot R_a / [h_{22} \cdot (1/h_{22} + R_{K'K} + R_a)], \end{aligned} \right\} \quad (P1.589)$$

čia ženklas „-“ antroje išraiškoje parašytas todėl, kad BE grandinės išėjime $U_{i\text{š}}$ įtampos $U_{i\text{š}} \sim$ fazė $\varphi_{i\text{š}}$ yra priešinga įtampos $U_{in} \sim$ fazei φ_{in} schemos įėjime U_{in} ($\varphi_{i\text{š}} = \varphi_{in} - 180^\circ \equiv \varphi_{in} - \pi$ rad.)

Iš lygčių sistemos (P1.589) gauname:

$$\begin{aligned} U_{i\text{š}} \sim &= -\{ \{ h_{21} \cdot R_a / [h_{22} \cdot (1/h_{22} + R_a)] \} / \\ &/ \{ R_b + h_{11} + h_{12} \cdot h_{21} \cdot R_a / [h_{22} \cdot (1/h_{22} + R_a)] \} \} \cdot U_{in} \sim = -K_{ue} \cdot U_{in} \sim, \end{aligned} \quad (P1.590)$$

čia: K_{ue} – į BE grandinę įjungto dvipolio tranzistoriaus diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas, ir priimta $R_{E'E} \cong 0$, todėl iš (P1.590) randame:

$$K_{ue} = h_{21} \cdot R_a / [(R_{B'B} + h_{11}) \cdot [1 + h_{22} \cdot (R_{K'K} + R_a)] + h_{12} \cdot h_{21} \cdot (R_{K'K} + R_a)]. \quad (P1.591)$$

Palyginę gautą išraišką (P1.591) su anksčiau pateikta išraiška (1.162), matome, kad abiejose išraiškose yra gauta ta pati į BE grandinę įjungto dvipolio tranzistoriaus diferencialinio įtampos stiprinimo koeficiento K_{ue} priklausomybė nuo apkrovos rezistoriaus R_a varžos vertės. Išvedant formulę (1.162) nebuvo įskaitomos tranzistoriaus varžos $R_{B'B}$ ir $R_{K'K}$ atitinkamai bazės B ir kolektoriaus K grandinėse. Tačiau akivaizdu, kad jų įtaka formulėje (1.162) būtų ta pati, kaip ir gautoje išraiškoje (P1.591), nes, esant varžai $R_{B'B} > 0$, įtampa $U_{BE} \sim = U_{in} \sim - I_B \sim \cdot R_{B'B}$, ir iš čia matome, jog $U_{BE} \sim$ yra mažesnė už $U_{in} \sim$. Analogiškai ir esant varžai $R_{K'K} > 0$. Kita vertus, taikant tiesinio keturpolio aktyviąją ekvivalentinę grandinę (P1.160 pav.), gautoje BE grandinės diferencialinio įtampos stiprinimo koeficiento K_{ue} išraiškoje (P1.591) nebelykta tiesiogiai išreikštos priklausomybės nuo maitinimo šaltinio

pastoviosios įtampos $\mathcal{E}_{KE}$ ir pastoviosios srovės I_{K0} tranzistoriaus kolektoriaus K grandinėje. Gautoje išraiškoje (P1.591) šių parametų įtaka BE pakopos koeficiento K_{ue} vertei yra įskaityta netiesiogiai per netiesinio keturpolio diferencialinius h -parametrus, kurių vertės priklauso nuo tranzistoriaus T veikos taško $\{I_K, U_{KE}\}$ vietos jo įėjimo B-E ir išėjimo K-E grandinių apkrovos tiesėse $R_{B'B}$ ir $(R_{K'K} + R_a)$, atidėtuose atitinkamuose VACH taškuose c^* ir c (P1.159 pav.). Tačiau dažniausiai $R_{K'K} \ll R_a$, ir todėl $R_{K'K}$ įtakos galima nepaisyti.

Diferencialinės z - ir y -parametų sistemos iš esmės yra analogiškos diferencialinei h -parametų sistemai (P1.579), nes akivaizdu, jog analogiškai tiesinėms Z - (P1.526) ir Y - (P1.531) parametų sistemoms anksčiau pateikti tiesinio keturpolio srovių $I_{i,j}$ ir įtampų $U_{i,j}$ įėjime U_{in} ir išėjime U_{is} galimi išraiškų parašymo pavidalai (P1.520)–(P1.525) gali būti panaudoti ir kitose galimose netiesinio keturpolio atitinkamų parametų funkcinėse priklausomybėse. Todėl, kai yra tenkinama mažo įėjimo signalo sąlyga, analogiškai diferencialinei h -parametų sistemai (P1.579), yra parašomos *diferencialinės z - ir y -parametų sistemos*, kurių pavidalai yra tokie pat, kaip ir tiesinių Z - ir Y -atitinkamų parametų sistemų (P1.526) ir (P1.531). Čia skirtumas tik toks, kad šiuo atveju vietoje tiesinio keturpolio parametų didžiųjų raidžių rašome atitinkamas mažąsias netiesinio keturpolio diferencialinių parametų raides. Analogiškai diferencialiniams h -parametų sistemos nariams, diferencialinių z - ir y -parametų sistemų atitinkami nariai yra išreiškiami atitinkamais tiesinių Z - ir Y -parametų sistemų (P1.527)–(P1.530) ir (P1.532)–(P1.535) nariais, pakeičiant kompleksinių srovių ir įtampų dydžius į atitinkamus tų dydžių kintamųjų sandų mažos amplitudės pokyčius $\partial U_{i,j}$, $\partial I_{i,j}$. Taip gautų diferencialinių z - ir y -parametų sistemų atitinkami nariai gali būti surasti jau anksčiau aprašytu grafinės analizės metodu iš puslaidininkinio įtaiso, pavyzdžiui, dvipolio tranzistoriaus įėjimo ir išėjimo VACH. Kita vertus, panaudojus jau anksčiau pateiktą tiesinio keturpolio parametų perskaičiavimo P4-tą lentelę, diferencialinių z - ir y -parametų sistemų atitinkami nariai gali būti surasti iš jau apskaičiuotų diferencialinių h -parametų sistemos atitinkamų narių (P1.587) ir (P1.588). Taip pat, kai tenkinama mažo įėjimo signalo $U_{in} \sim$ sąlyga, į atitinkamą grandinę įjungtam nagrinėjamam dvipoliui arba vienpoliui tranzistoriui galima pritaikyti anksčiau aprašytas tiesinio keturpolio aktyviasias ekvivalentines grandines (P1.154 pav., P1.155 pav., ir t. t.), atitinkančias Z -, Y - arba H -parametų sistemas.

P2.7. Puslaidininkinio įtaiso fizikinės ekvivalentinės schemos elementų sąryšis su atitinkamo keturpolio parametų sistemos nariais

Ekvivalentinių schemų taikymas puslaidininkinių įtaisų matematiniame modeliavime yra labai patogus atliekant dažniųjų charakteristikų tyrimą. Todėl yra svarbu ekvivalentinės schemos formaliuosius parametrus išreikšti puslaidininkinio įtaiso fizikine ekvivalentine schema, nes šis analizės būdas leidžia teoriškai numatyti puslaidininkinio įtaiso elektrinių savybių ir charakteristikų sąryšį su jo darinio atskirų sričių elektrofizikiniais parametrais. Todėl akivaizdu, kad labai dažnai naudinga žinoti puslaidininkinio įtaiso, pavyzdžiui, įvairių tranzistorių atitinkamos fizikinės ekvivalentinės schemos elementų sąryšį su to puslaidininkinio įtaiso atitinkamos keturpolio parametų sistemos dydžiais. Pavyzdžiui, BE grandinėje įjungto dvipolio tranzistoriaus supaprastinta fizikinė ekvivalentinė schema (1.76 pav.), pavyzdžiui, harmoninio poveikio signalo U_{in} atveju, yra aprašoma Kirchhofo taisyklėmis kompleksine forma, kai yra tenkinama mažo įėjimo signalo $U_{in} \sim$ sąlyga. Palyginę šią (1.76 pav.) dvipolio tranzistoriaus fizikinę ekvivalentinę schemą su anksčiau aprašyta tiesinio keturpolio T- pavidalo ekvivalentine schema (P1.152 pav.), kuri yra sudaryta iš varžinių elementų Z_k , matome jų tapatumą. Todėl iš dvipolio tranzistoriaus fizikinės ekvivalentinės schemos (1.76 pav.), kai nėra apkrovos rezistoriaus $R_a = 0$, nesunkiai surandame varžinių elementų Z_k išraiškas:

$$Z_1 = R_{E'E} + [r_{EBb} / (j \cdot \omega \cdot C_{EB})] / [r_{EBb} + 1 / (j \cdot \omega \cdot C_{EB})], \quad (P1.592)$$

$$Z_2 = R_{K'K} + [r_{KB} / (j \cdot \omega \cdot C_{KB})] / [r_{KB} + 1 / (j \cdot \omega \cdot C_{KB})], \quad (P1.592a)$$

$$Z_3 = R_{B'B}. \quad (P1.592b)$$

Gautas išraiškas (P1.592) įstatę į z -parametrų išraiškas (P1.565), randame apytiksles netiesinio keturpolio diferencialinių z -parametrų išraiškas dvipolio tranzistoriaus fizikinės ekvivalentinės schemos elementais:

$$\left. \begin{aligned} z_{11} &= \partial U_{EB} / \partial I_E|_{I_K=0} \approx R_{E'E} + R_{B'B} + [r_{EB} / (j \cdot \omega \cdot C_{EB})] / [r_{EB} + 1 / (j \cdot \omega \cdot C_{EB})], \\ z_{12} &= \partial U_{EB} / \partial I_K|_{I_E=0} \approx R_{B'B}, & z_{21} &= \partial U_{KB} / \partial I_E|_{I_K=0} \approx R_{B'B}, \\ z_{22} &= \partial U_{KB} / \partial I_K|_{I_E=0} \approx R_{K'K} + R_{B'B} + [r_{KB} / (j \cdot \omega \cdot C_{KB})] / [r_{KB} + 1 / (j \cdot \omega \cdot C_{KB})]. \end{aligned} \right\} (P1.593)$$

Tiksliai netiesinio keturpolio diferencialinių z -parametrų išraiškas tranzistoriaus fizikinės ekvivalentinės schemos elementais galima gauti tik įskaičius srovės generatoriaus $I_\alpha = \alpha \cdot I_{dif E}$ įtaką srovių ir įtampų vertėms atitinkamose dvipolio tranzistoriaus fizikinės ekvivalentinės schemos (1.76 pav.) grandinėse. Tačiau šiuo atveju taikant, tarkim, Kirchhofo taisyklės kompleksine forma, yra gaunama netiesinė lygčių sistema, kuri dažniausiai neturi analizinio sprendinio ir gali būti išspręsta tik skaitmeniniais metodais naudojant kompiuterį. Todėl tiksliai netiesinio keturpolio diferencialinių z -parametrų išraiškas tranzistoriaus fizikinės ekvivalentinės schemos elementais galima gauti tik panaudojus šiuolaikinius pakankamai galingus personalinius kompiuterius.

Atskiru atveju paprastumo dėlei galima tarti, jog BB jungimo schemoje dvipolio tranzistoriaus fizikinėje ekvivalentinėje schemoje (1.76 pav.) srovės generatorius $I_\alpha = \alpha \cdot I_{dif E}$ yra valdomas emiterio E srove $I_E \leftrightarrow (\alpha \cdot I_E)$, kuri teka per emiterio E srities ominię varžą R_E . Taip pat paprastumo dėlei galima tarti, jog srovės generatorius $I_\alpha = \alpha \cdot I_E$ yra valdomas srovės I_E moduliui $I_E \leftrightarrow (\alpha \cdot I_E)$. Todėl šiuo atveju ekvivalentinėje schemoje (1.76 pav.) valdomas srovės generatorius I_α yra išreiškiamas taip: $I_\alpha = \alpha \cdot I_E$, ir, esant šiai prielaidai, taikydami Kirchhofo taisyklės, kai $R_a = 0$ – trumpasis jungimas išėjime U_{is} , gauname tiesinę lygčių sistemą:

$$\left. \begin{aligned} U_{in} &= I_E \cdot Z_1 + I_B \cdot Z_3, \\ I_K \cdot R_{K'K} - (I_{Kc} + I_{dif K}) \cdot Z_2^* - I_B \cdot Z_3 &= 0, \\ I_K + I_{Kc} + I_{dif K} - \alpha \cdot I_E &= 0, \\ -I_E + I_K + I_B &= 0, \end{aligned} \right\} (P1.594)$$

čia: $Z_2^* = Z_2 - R_{K'K}$.

Iš (P1.594) randame:

$$h_{11} = \partial U_{in} / \partial I_E|_{U_{KB} \sim 0} \cong [Z_1 + (1 - \alpha) \cdot R_{B'B} + (R_{B'B} - R_{K'K}) \cdot Z_1 / Z_2^* + R_{B'B} \cdot R_{K'K} / Z_2^*] / [1 + (R_{B'B} + R_{K'K}) / Z_2^*], \quad (P1.595)$$

$$h_{21} = \partial I_K / \partial I_E|_{U_{KB} \sim 0} \cong (\alpha + R_{B'B} / Z_2^*) / (1 + R_{B'B} / Z_2^* + R_{K'K} / Z_2^*). \quad (P1.596)$$

Diferencialiniai parametrai h_{12} (P1.581) ir h_{22} (P1.583) yra randami esant kitoms sąlygoms tranzistoriaus T įėjime, pavyzdžiui, BB schemos atveju emiteryje E ir išėjime – kolektoriuje K, esant tuščiajam eigai įėjime U_{in} , kurios metu srovė $I_E = 0$. Šiuo atveju vietoje apkrovos rezistoriaus R_a (1.76 pav.) yra įjungtas kintamosios įtampos šaltinis $U_{KB} \sim$, generuojantis mažos amplitudės signalą kolektoriaus K grandinėje, tenkinantį mažo signalo sąlygą, o poveikio įtampos šaltinis $U_{in} \sim$ yra atjungtas nuo įėjimo U_{in} grandinės – emiterio E. Akivaizdu, kad šiuo atveju neveiks ir valdomas srovės šaltinis $I_\alpha = \alpha \cdot I_E = 0$. Todėl, taikydami Kirchhofo taisyklės kompleksiniu pavidalu fizikinei ekvivalentinei grandinei (1.76 pav.), gauname kitą tiesinę lygčių sistemą:

$$\left. \begin{aligned} U_{KB} &= I_K \cdot R_{K'K} - (I_{Kc} + I_{dif K}) \cdot Z_2^* - I_B \cdot R_{B'B}, \\ U_{EB} &= -I_B \cdot R_{B'B}, \\ I_B &= I_{Kc} + I_{dif K}, \\ I_{Kc} + I_{dif K} &= -I_K, \end{aligned} \right\} (P1.597)$$

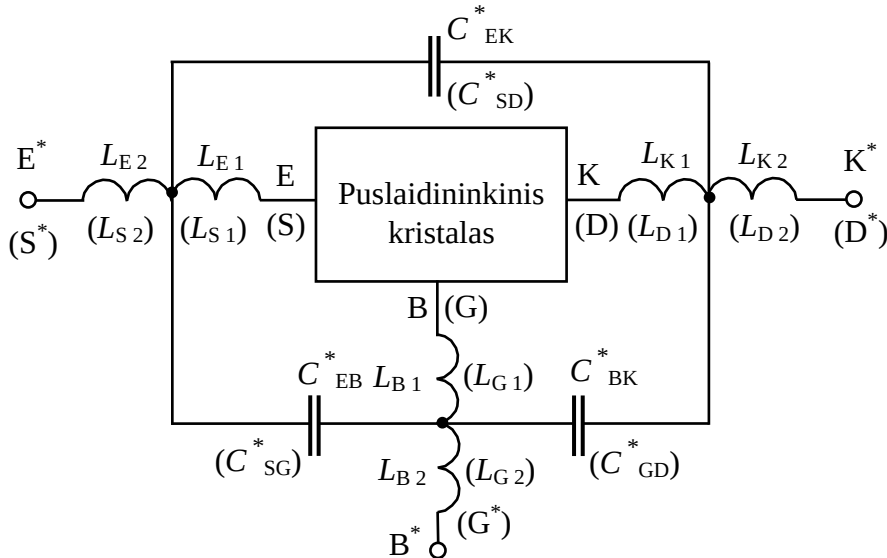
ir išsprendę šią lygčių sistemą (P1.597), randame:

$$h_{12} = \partial U_{EB} / \partial U_{KB} \big|_{I_E \sim 0} \cong R_{B'B} / (R_{B'B} + R_{K'K} + Z_2^*), \quad (P1.598)$$

$$h_{22} = \partial I_K / \partial U_{KB} \big|_{I_E \sim 0} \cong (R_{B'B} + R_{K'K} + Z_2^*)^{-1}. \quad (P1.599)$$

Tokiu pat būdu yra gaunami ir kitų diferencialinių parametrų z - ir y - sistemų atitinkami nariai arba, panaudojus jau anksčiau pateiktą tiesinio keturpolio parametrų perskaičiavimo P4-tą lentelę, jie gali būti surasti iš jau apskaičiuotų diferencialinių h -parametrų sistemos narių (P1.595), (P1.596), (P1.598) ir (P1.599).

Parazitinių parametrų įtaka dvipolio ir vienpolio tranzistorių dažninėms savybėms buvo anksčiau išnagrinėta dvipolio bei vienpolio tranzistorių atitinkamų p–n sandūrų ir kitų talpų atveju. Tačiau didelę įtaką šioms savybėms turi ir tranzistorių išvadų induktyvumai. Akivaizdu, kad šie induktyvumai turi būti kuo mažesni. Kai puslaidininkinio įtaiso kristalas yra dedamas į atitinkamą korpusą – korpusinis tranzistorius, tai šiuo atveju parazitiniai induktyvumai įgauna paskirstytąjį pobūdį. Korpusinio tranzistoriaus (dvipolio ar vienpolio) atveju korpuso įtaka dažninėms savybėms yra įskaitoma papildant tranzistoriaus fizikinę ekvivalentinę schemą išvadų – kontaktų ir korpuso parazitiniiais induktyvumais bei talpomis, parodant jas atskirai nuo puslaidininkinio kristalo „vidinių“ parametrų. Tai yra pateikta P1.161 pav.

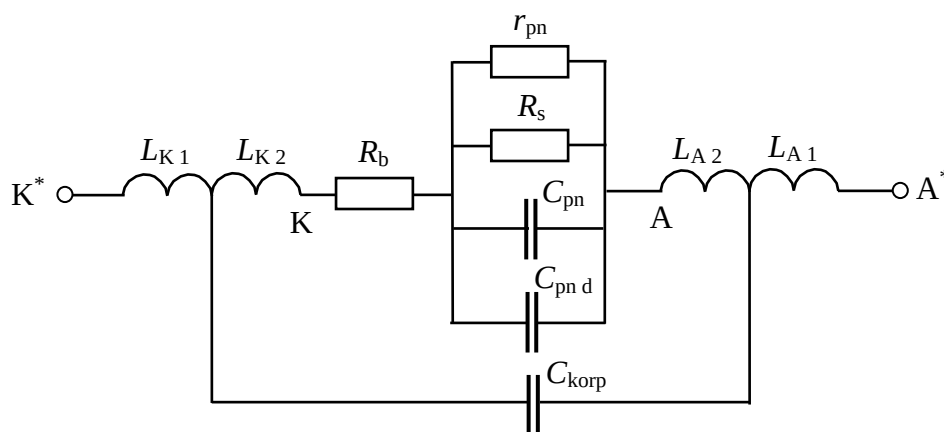


P1.161 pav. Dvipolio ir vienpolio (lauko) tranzistoriaus korpuso įtakos įskaitymas dažninėms savybėms, papildant tranzistorių fizikinę ekvivalentinę schemą išvadų ir korpuso parazitiniiais induktyvumais L_{ij} ir talpomis C_{ij}

Fizikinėje ekvivalentinėje scheme, parodytoje P1.161 pav., yra pažymėta: C_{EB}^* (C_{SG}^*), C_{BK}^* (C_{GD}^*) ir C_{EK}^* (C_{SD}^*) – parazitinės talpos tarp atitinkamų dvipolio (lauko) tranzistoriaus išvadų; L_{E1} (L_{S1}) ir L_{E2} (L_{S2}), L_{B1} (L_{G1}) ir L_{B2} (L_{G2}) bei L_{K1} (L_{D1}) ir L_{K2} (L_{D2}) – parazitiniai dvipolio (lauko) tranzistoriaus atitinkamų išvadų induktyvumai tarp puslaidininkinio kristalo ir korpuso bei atitinkamai tarp korpuso ir jungiamųjų elektroninės schemos mazgų. Skliaustuose pažymėti dydžiai aprašo vienpolio (lauko) tranzistoriaus atitinkamus parazitinius parametrus.

Tokiu pat principu parazitiniiais parametrais yra patikslinamos ir įvairių puslaidininkinių diodų fizikinės ekvivalentinės schemos. Pavyzdžiui, p–n sandūros ekvivalentinę grandinę kintamajai srovei, kuri yra parodyta 1.35 pav., labai aukštų ir didesnių dažnių diapazonuose, kai $f > 30$ MHz, yra būtina papildyti išvadų – kontaktų induktyvumais $L_{A,K}$ ir parazitine korpuso talpa C_{korp} taip, kaip tai yra parodyta P1.162 pav.

Iš P1.162 pav. matome, jog analogiškai tranzistoriaus atvejui (P1.161 pav.), kai



P1.162 pav. Puslaidininkinių diodų fizikinės ekvivalentinės schemos, parodytos 1.35 pav., patikslinimas labai aukštų ir didesnių dažnių diapazonuose, kai $f > 30 \text{ MHz}$, panaudojant išvadų induktyvumus $L_{A,K}$ ir parazitinę korpuso talpą C_{corp}

puslaidininkinis diodo kristalas yra dedamas į atitinkamą korpusą, anodo A ir katodo K parazitiniai induktyvumai atitinkamai $L_{A,K}$, įgauna paskirstytą pobūdį atitinkamai L_{A1} ir L_{A2} bei L_{K1} ir L_{K2} .

Anksčiau pateiktoje tunelinio diodo fizikinėje ekvivalentinėje schemoje, kuri yra parodyta 1.48 pav., jau yra įskaityti visi parazitiniai parametrai L ir C .

P2.8. Sudėtinių keturpolių metodas

Akivaizdu, jog teoriškai keturpolio metodu galima aprašyti bet kokio sudėtingumo elektroninę grandinę. Tačiau iš kitos pusės, akivaizdu ir tai, kad kai elektroninė grandinė sudėtinga, matematinės lygtys ir jų sistema tampa pernelyg grioždiška ir nepakankamai saugi nuo galimų klaidų įsivėlimo. Todėl mažo įėjimo signalo sąlygos atveju – tiesinės elektroninės grandinės atveju, galima taikyti sudėtingos elektroninės grandinės skaidymo metodą, kai santykinai sudėtinga elektroninė grandinė yra pavaizduojama santykinai paprastesnėmis atitinkamu būdu tarpusavyje sujungtomis elektroninėmis grandinėmis. Šiuo atveju paprastesnėms grandinėms yra taikomas atitinkamo tiesinio keturpolio atitikmuo ir sudėtinga elektroninė grandinė yra matematiškai modeliuojama atitinkamai sujungtais tiesiniais keturpoliais.

Du keturpoliai tarpusavyje gali būti sujungti penkiais būdais.

1. **Lygiagretusis jungimas** – kai atitinkami pirmojo (I) ir antrojo (II) keturpolių įėjimai $U_{\text{in}}(\text{I, II}) \rightarrow U_1(\text{I, II})$ ir išėjimai $U_{\text{is}}(\text{I, II}) \rightarrow U_2(\text{I, II})$ tarpusavyje yra sujungti lygiagrečiai. Tai yra parodyta P1.163 pav.

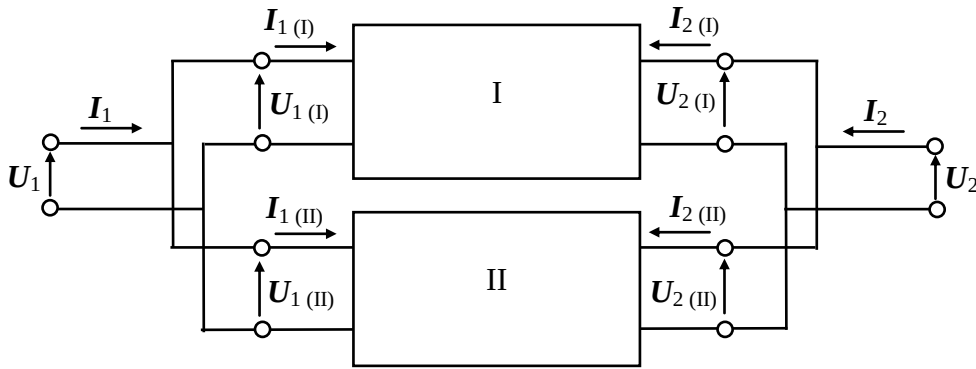
Pritaikę Kirchhofo taisykles P1.163 pav. parodytos grandinės įėjimui $U_{\text{in}} \rightarrow U_1$ ir išėjimui $U_{\text{is}} \rightarrow U_2$, gauname:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= I_{1(\text{I})} + I_{1(\text{II})}, & I_2 &= I_{2(\text{I})} + I_{2(\text{II})}, \\ U_1 &= U_{1(\text{I})} = U_{1(\text{II})}, & U_2 &= U_{2(\text{I})} = U_{2(\text{II})}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{P1.600})$$

Iš (P1.600) matome, kad lygiagrečiojo jungimo sudėtinio keturpolio parametrus patogiausiai aprašo lygčių sistema (P1.521), kurią savo ruožtu aprašo Y -parametrų sistema (P1.531). Todėl sudėtinį keturpolį sudarančių I ir II keturpolių parametrus išreiškiame jų Y -parametrais taip:

$$I_{1(\text{I})} = Y_{11(\text{I})} \cdot U_1(\text{I}) + Y_{12(\text{I})} \cdot U_2(\text{I}), \quad I_{2(\text{I})} = Y_{21(\text{I})} \cdot U_1(\text{I}) + Y_{22(\text{I})} \cdot U_2(\text{I}), \quad (\text{P1.601})$$

$$I_{1(\text{II})} = Y_{11(\text{II})} \cdot U_1(\text{II}) + Y_{12(\text{II})} \cdot U_2(\text{II}), \quad I_{2(\text{II})} = Y_{21(\text{II})} \cdot U_1(\text{II}) + Y_{22(\text{II})} \cdot U_2(\text{II}), \quad (\text{P1.602})$$



P1.163 pav. Pirmojo (I) ir antrojo (II) keturpolių lygiagretusis jungimas

kur čia ir toliau indeksais ij (I) ir ij (II) yra pažymėti atitinkamai I ir II keturpolio poveikio ir reakcijos signalų parametrai bei atitinkami Y – ir kitų parametų elementai su indeksais $i, j = 1$ arba 2 .

Iš (P1.600)–(P1.602) nesunkiai gauname lygiagrečiojo jungimo sudėtinio keturpolio Y – parametrų sistemą (P1.531), kuri yra išreikšta sudėtinių I ir II keturpolių atitinkamų $Y_{(I)}$ – ir $Y_{(II)}$ – parametrų sistemų atitinkamais nariais $Y_{ij(I)}$ ir $Y_{ij(II)}$:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= (Y_{11(I)} + Y_{11(II)}) \cdot U_1 + (Y_{12(I)} + Y_{12(II)}) \cdot U_2, \\ I_2 &= (Y_{21(I)} + Y_{21(II)}) \cdot U_1 + (Y_{22(I)} + Y_{22(II)}) \cdot U_2. \end{aligned} \right\} \quad (P1.603)$$

Palyginę gautą sistemą (P1.603) su (P1.531), parašome sudėtinio keturpolio Y – parametrų sistemos narių Y_{ij} sąryšio lygtis, imdami sudėtinių I ir II keturpolių atitinkamų $Y_{(I)}$ – ir $Y_{(II)}$ – parametrų sistemų atitinkamus narius $Y_{ij(I)}$ ir $Y_{ij(II)}$:

$$\left. \begin{aligned} Y_{11} &= Y_{11(I)} + Y_{11(II)}, & Y_{12} &= Y_{12(I)} + Y_{12(II)}, \\ Y_{21} &= Y_{21(I)} + Y_{21(II)}, & Y_{22} &= Y_{22(I)} + Y_{22(II)}. \end{aligned} \right\} \quad (P1.604)$$

Iš (P1.604) galima teigti: lygiagrečiojo jungimo sudėtinio keturpolio Y – parametrų sistemos atitinkamas narys Y_{ij} yra lygus sudėtinį keturpolį sudarančių lygiagrečiai sujungtų k keturpolių atitinkamų $Y_{(k)}$ – parametrų sistemų atitinkamų narių $Y_{ij(k)}$ sumai:

$$Y_{ij} = \sum_{k=1}^k Y_{ij(k)}. \quad (P1.604a)$$

Gauta išraiška (P1.604a) galioja bet kokiam lygiagrečiai sujungtų keturpolių skaičiui $k = 1, 2, 3, \dots$, čia indeksai (I) arba (II) yra pakeisti indeksais (k).

Kita vertus, iš matematikos kurso žinome, jog tiesinių lygčių sistemos, kurios yra anksčiau pateiktų tiesinių keturpolių Z –, Y – ir H – parametrus aprašančių lygčių sistemų atitinkamai (P1.526), (P1.531) ir (P1.536) pavidalo, gali būti parašytos matricų forma ir yra sprendžiamos matricų algebros metodais. Todėl daugeliu atvejų tiesinio keturpolio lygtis yra patogiau parašyti matricų pavidalu, pavyzdžiui, tiesinio keturpolio Y – parametrų sistema (P1.531) yra parašoma taip:

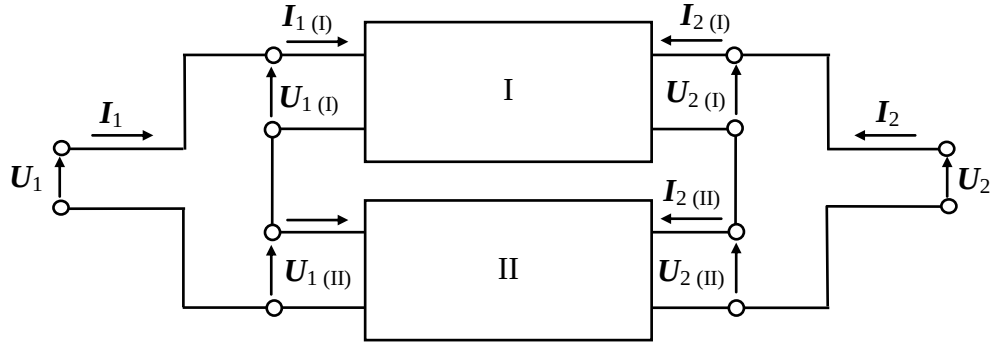
$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \end{bmatrix}. \quad (P1.605)$$

Tokiu pat pavidalu yra parašomos ir I bei II keturpolių Y – parametrų lygtys atitinkamai (P1.601) ir (P1.602). Sudėję matricų pavidalu parašytų lygčių kairiąsias ir dešiniąsias puses bei pasinaudoję lygybėmis (P1.600) gauname, kad lygiagrečiojo jungimo sudėtinio keturpolio Y – parametrų matrica yra lygi lygiagrečiai sujungtų I ir II keturpolių atitinkamų Y – parametrų matricų sumai:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{Y}_{11} & \mathbf{Y}_{12} \\ \mathbf{Y}_{21} & \mathbf{Y}_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{Y}_{11}(\text{I}) & \mathbf{Y}_{12}(\text{I}) \\ \mathbf{Y}_{21}(\text{I}) & \mathbf{Y}_{22}(\text{I}) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathbf{Y}_{21}(\text{II}) & \mathbf{Y}_{22}(\text{II}) \\ \mathbf{Y}_{21}(\text{II}) & \mathbf{Y}_{22}(\text{II}) \end{pmatrix}. \quad (\text{P1.606})$$

Akivaizdu, kad gauta matricų pavidalo išraiška (P1.606) galioja bet kokiam sudėtinį keturpolį sudarančių lygiagrečiai sujungtų tiesinių keturpolių sveikajam skaičiui k .

2. **Nuoseklusis jungimas** – kai atitinkami pirmojo (I) ir antrojo (II) keturpolių įėjimai $U_{\text{in}}(\text{I, II}) \rightarrow U_1(\text{I, II})$ ir išėjimai $U_{\text{is}}(\text{I, II}) \rightarrow U_2(\text{I, II})$ tarpusavyje yra sujungti nuosekliai. Tai yra parodyta P1.164 pav.



P1.164 pav. Pirmojo (I) ir antrojo (II) keturpolių nuoseklusis jungimas

Pritaikę Kirchhofo taisyklę P1.164 pav. parodytos grandinės įėjimui $U_{\text{in}} \rightarrow U_1$ ir išėjimui $U_{\text{is}} \rightarrow U_2$, gauname:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= I_{1(\text{I})} = I_{1(\text{II})}, & I_2 &= I_{2(\text{I})} = I_{2(\text{II})}, \\ U_1 &= U_{1(\text{I})} + U_{1(\text{II})}, & U_2 &= U_{2(\text{I})} + U_{2(\text{II})}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{P1.607})$$

Iš (P1.607) matome, jog nuosekliojo jungimo sudėtinio keturpolio parametrus patogiausiai aprašo lygčių sistema (P1.520), kurią savo ruožtu aprašo Z –parametrų sistema (P1.526). Todėl nuosekliojo jungimo sudėtinį keturpolį sudarančių I ir II keturpolių parametrus išreiškiame jų Z –parametrais tokiomis išraiškomis:

$$U_{1(\text{I})} = Z_{11(\text{I})} \cdot I_{1(\text{I})} + Z_{12(\text{I})} \cdot I_{2(\text{I})}, \quad U_{2(\text{I})} = Z_{21(\text{I})} \cdot I_{1(\text{I})} + Z_{22(\text{I})} \cdot I_{2(\text{I})}, \quad (\text{P1.608})$$

$$U_{1(\text{II})} = Z_{11(\text{II})} \cdot I_{1(\text{II})} + Z_{12(\text{II})} \cdot I_{2(\text{II})}, \quad U_{2(\text{II})} = Z_{21(\text{II})} \cdot I_{1(\text{II})} + Z_{22(\text{II})} \cdot I_{2(\text{II})}. \quad (\text{P1.609})$$

Iš (P1.607)–(P1.609) nesunkiai gauname nuosekliojo jungimo sudėtinio keturpolio Z –parametrų sistemą (P1.526), kuri yra išreikšta sudėtinių I ir II keturpolių atitinkamų $Z_{(\text{I})}$ – ir $Z_{(\text{II})}$ –parametrų sistemų atitinkamais nariais $Z_{ij(\text{I})}$ ir $Z_{ij(\text{II})}$:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= (Z_{11(\text{I})} + Z_{11(\text{II})}) \cdot I_1 + (Z_{12(\text{I})} + Z_{12(\text{II})}) \cdot I_2, \\ U_2 &= (Z_{21(\text{I})} + Z_{21(\text{II})}) \cdot I_1 + (Z_{22(\text{I})} + Z_{22(\text{II})}) \cdot I_2. \end{aligned} \right\} \quad (\text{P1.610})$$

Palyginę gautą sistemą (P1.610) su (P1.526), parašome nuoseklaus jungimo sudėtinio keturpolio Z –parametrų sistemos narių Z_{ij} sąryšio lygtis imdami sudėtinių I ir II keturpolių atitinkamų $Z_{(\text{I})}$ – ir $Z_{(\text{II})}$ –parametrų sistemų atitinkamus narius $Z_{ij(\text{I})}$ ir $Z_{ij(\text{II})}$:

$$\left. \begin{aligned} Z_{11} &= Z_{11(\text{I})} + Z_{11(\text{II})}, & Z_{12} &= Z_{12(\text{I})} + Z_{12(\text{II})}, \\ Z_{21} &= Z_{21(\text{I})} + Z_{21(\text{II})}, & Z_{22} &= Z_{22(\text{I})} + Z_{22(\text{II})}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{P1.611})$$

Iš (P1.611) galima teigti: nuosekliojo jungimo sudėtinio keturpolio Z –parametrų sistemos atitinkamas narys Z_{ij} yra lygus sudėtinį keturpolį sudarančių nuosekliai sujungtų k keturpolių atitinkamų $Z_{(k)}$ –parametrų sistemų atitinkamų narių $Z_{ij(k)}$ sumai:

$$\mathbf{Z}_{ij} = \sum_1^k \mathbf{Z}_{ij(k)}. \quad (\text{P1.611a})$$

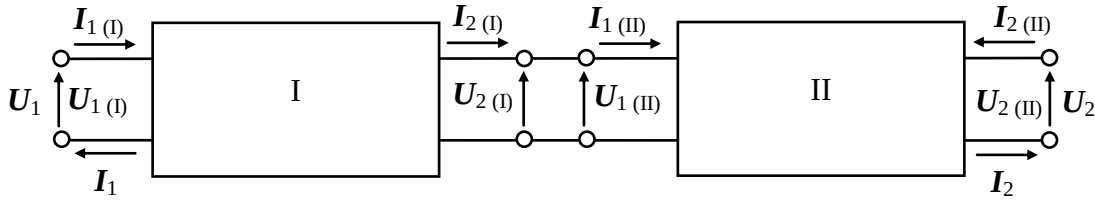
Gauta išraiška (P1.611a) galioja bet kokiam nuosekliai sujungtų keturpolių skaičiui $k = 1, 2, 3, \dots$, čia indeksai (I) ir (II) yra pakeisti indeksais (k).

Čia taip pat jau anksčiau aprašytu būdu yra parodoma, kad nuosekliojo jungimo sudėtinio keturpolio Z -parametrų matrica yra lygi nuosekliai sujungtų k keturpolių atitinkamų $Z_{ij(k)}$ -parametrų matricių sumai:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{Z}_{11} & \mathbf{Z}_{12} \\ \mathbf{Z}_{21} & \mathbf{Z}_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{Z}_{11(\text{I})} & \mathbf{Z}_{12(\text{I})} \\ \mathbf{Z}_{21(\text{I})} & \mathbf{Z}_{22(\text{I})} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathbf{Z}_{21(\text{II})} & \mathbf{Z}_{22(\text{II})} \\ \mathbf{Z}_{21(\text{II})} & \mathbf{Z}_{22(\text{II})} \end{pmatrix}. \quad (\text{P1.612})$$

Gauta matricių pavidalo išraiška (P1.612) galioja bet kokiam sudėtinį keturpolį sudarančių nuosekliai sujungtų tiesinių keturpolių sveikajam skaičiui k .

3. Kaskadinis jungimas – kai pirmojo (I) keturpolio išėjimas $U_{\text{is}(\text{I})} \rightarrow U_{2(\text{I})}$ ir antrojo (II) keturpolio įėjimas $U_{\text{in}(\text{II})} \rightarrow U_{1(\text{II})}$ yra sujungti tarpusavyje. Tai yra parodyta P1.165 pav.



P1.165 pav. Pirmojo (I) ir antrojo (II) keturpolių kaskadinis jungimas

Pritaikę Kirchhofo taisyklę 1.165 pav. parodytos grandinės įėjimui $U_{\text{in}} \rightarrow U_1$ ir išėjimui $U_{\text{is}} \rightarrow U_2$ bei tarpusavyje sujungtų I ir II keturpolių išėjimo ir įėjimo grandinei, gauname:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= I_{1(\text{I})}, & I_{2(\text{I})} &= I_{1(\text{II})}, & I_2 &= I_{2(\text{II})}, \\ U_1 &= U_{1(\text{I})}, & U_{2(\text{I})} &= U_{1(\text{II})}, & U_2 &= U_{2(\text{II})}. \end{aligned} \right\} \quad (1.613)$$

Iš (1.613) matome, jog kaskadinio jungimo sudėtinio keturpolio parametrus patogiau aprašo lygčių sistema (P1.524), kurią savo ruožtu aprašo A -parametrų sistema $\|\mathbf{A}_{ij}\|$. Todėl kaskadinio jungimo sudėtinį keturpolį sudarančių I ir II keturpolių parametrus išreiškiame jų A -parametrais tokiomis lygtimis:

$$U_{1(\text{I})} = \mathbf{A}_{11(\text{I})} \cdot U_{2(\text{I})} + \mathbf{A}_{12(\text{I})} \cdot I_{2(\text{I})}, \quad I_{1(\text{I})} = \mathbf{A}_{21(\text{I})} \cdot U_{2(\text{I})} + \mathbf{A}_{22(\text{I})} \cdot I_{2(\text{I})}, \quad (\text{P1.614})$$

$$U_{1(\text{II})} = \mathbf{A}_{11(\text{II})} \cdot U_{2(\text{II})} + \mathbf{A}_{12(\text{II})} \cdot I_{2(\text{II})}, \quad I_{1(\text{II})} = \mathbf{A}_{21(\text{II})} \cdot U_{2(\text{II})} + \mathbf{A}_{22(\text{II})} \cdot I_{2(\text{II})}. \quad (\text{P1.615})$$

Iš (P1.613)–(P1.615) nesunkiai gauname kaskadinio jungimo sudėtinio keturpolio A -parametrų sistemą (P1.524), kuri yra išreikšta sudėtinių I ir II keturpolių atitinkamų $A_{(\text{I})}$ - ir $A_{(\text{II})}$ -parametrų sistemų atitinkamais nariais $\mathbf{A}_{ij(\text{I})}$ ir $\mathbf{A}_{ij(\text{II})}$:

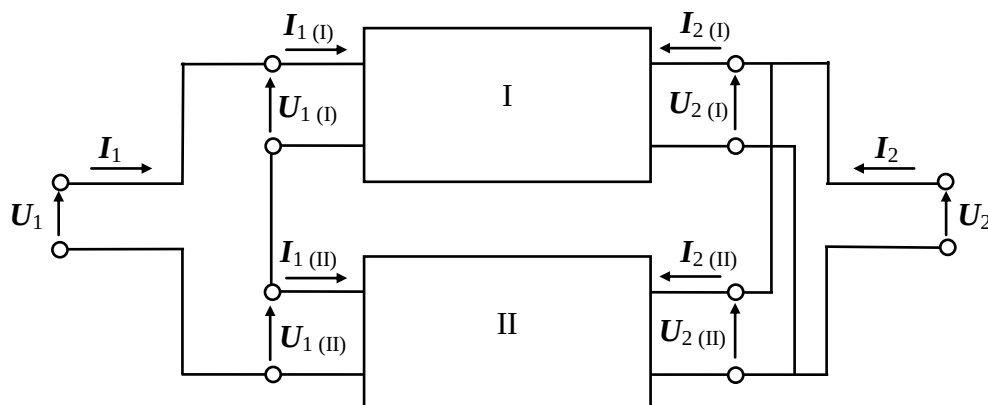
$$\left. \begin{aligned} U_1 &= (\mathbf{A}_{11(\text{I})} \cdot \mathbf{A}_{11(\text{II})} + \mathbf{A}_{12(\text{I})} \cdot \mathbf{A}_{21(\text{II})}) \cdot U_2 + (\mathbf{A}_{11(\text{I})} \cdot \mathbf{A}_{12(\text{II})} + \mathbf{A}_{12(\text{I})} \cdot \mathbf{A}_{22(\text{II})}) \cdot I_2 \\ I_1 &= (\mathbf{A}_{21(\text{I})} \cdot \mathbf{A}_{11(\text{II})} + \mathbf{A}_{22(\text{I})} \cdot \mathbf{A}_{21(\text{II})}) \cdot U_2 + (\mathbf{A}_{21(\text{I})} \cdot \mathbf{A}_{12(\text{II})} + \mathbf{A}_{22(\text{I})} \cdot \mathbf{A}_{22(\text{II})}) \cdot I_2. \end{aligned} \right\} \quad (\text{P1.616})$$

Iš (P1.616) matome, jog kaskadinio jungimo sudėtinio keturpolio A -parametrų matrica yra lygi kaskadiškai sujungtų k keturpolių atitinkamų $A_{(k)}$ -parametrų matricių sandaugai:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{A}_{11} & \mathbf{A}_{12} \\ \mathbf{A}_{21} & \mathbf{A}_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{A}_{11(\text{I})} & \mathbf{A}_{12(\text{I})} \\ \mathbf{A}_{21(\text{I})} & \mathbf{A}_{22(\text{I})} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{A}_{21(\text{II})} & \mathbf{A}_{22(\text{II})} \\ \mathbf{A}_{21(\text{II})} & \mathbf{A}_{22(\text{II})} \end{pmatrix}. \quad (\text{P1.617})$$

Gauta matricų pavidalo išraiška (P1.617) galioja bet kokiam sudėtinį keturpolį sudarančių kaskadiškai sujungtų tiesinių keturpolių sveikajam skaičiui k .

4. **Nuosekliai lygiagretus jungimas** – kai pirmojo (I) ir antrojo (II) keturpolių įėjimai $U_{in(I, II)} \rightarrow U_{1(I, II)}$ yra sujungti tarpusavyje nuosekliai, o jų išėjimai $U_{is(I, II)} \rightarrow U_{2(I, II)}$ yra tarpusavyje sujungti lygiagrečiai. Tai yra parodyta P1.166 pav.



P1.166 pav. Pirmojo (I) ir antrojo (II) keturpolių nuosekliai lygiagretus jungimas

Pritaikę Kirchhofo taisyklę P1.166 pav. parodytos grandinės įėjimui $U_{in} \rightarrow U_1$ ir išėjimui $U_{is} \rightarrow U_2$, gauname:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= I_{1(I)} = I_{1(II)}, & I_2 &= I_{2(I)} + I_{2(II)}, \\ U_1 &= U_{1(I)} + U_{1(II)}, & U_2 &= U_{2(I)} = U_{2(II)}. \end{aligned} \right\} \quad (P1.618)$$

Iš (P1.618) matome, jog nuosekliai lygiagretaus jungimo sudėtinio keturpolio parametrus patogiau aprašo lygčių sistema (P1.522), kurią savo ruožtu aprašo H -parametrų sistema $\|H_{ij}\|$ (P1.536). Todėl nuosekliai lygiagretaus jungimo sudėtinį keturpolį sudarančių I ir II keturpolių parametrus išreiškiame jų H -parametrais taip:

$$U_{1(I)} = H_{11(I)} \cdot I_{1(I)} + H_{12(I)} \cdot U_{2(I)}, \quad I_{2(I)} = H_{21(I)} \cdot I_{1(I)} + H_{22(I)} \cdot U_{2(I)}, \quad (P1.619)$$

$$U_{1(II)} = H_{11(II)} \cdot I_{1(II)} + H_{12(II)} \cdot U_{2(II)}, \quad I_{2(II)} = H_{21(II)} \cdot I_{1(II)} + H_{22(II)} \cdot U_{2(II)}. \quad (P1.620)$$

Iš (P1.618) – (P1.620) nesunkiai gauname nuosekliai lygiagretaus jungimo sudėtinio keturpolio H -parametrų sistemą (P1.522), kuri yra išreikšta sudėtinųjų I ir II keturpolių atitinkamų $H_{(I)}$ - ir $H_{(II)}$ -parametrų sistemų atitinkamais nariais $H_{ij(I)}$ ir $H_{ij(II)}$ taip:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= (H_{11(I)} + H_{11(II)}) \cdot I_1 + (H_{12(I)} + H_{12(II)}) \cdot U_2, \\ U_2 &= (H_{21(I)} + H_{21(II)}) \cdot I_1 + (H_{22(I)} + H_{22(II)}) \cdot U_2. \end{aligned} \right\} \quad (P1.621)$$

Palyginę gautą sistemą (P1.621) su (P1.522), parašome nuosekliai lygiagretaus jungimo sudėtinio keturpolio H -parametrų sistemos narių H_{ij} sąryšio lygtys imdami sudėtinųjų I ir II keturpolių atitinkamų $H_{(I)}$ - ir $H_{(II)}$ -parametrų sistemų atitinkamus narius $H_{ij(I)}$ ir $H_{ij(II)}$:

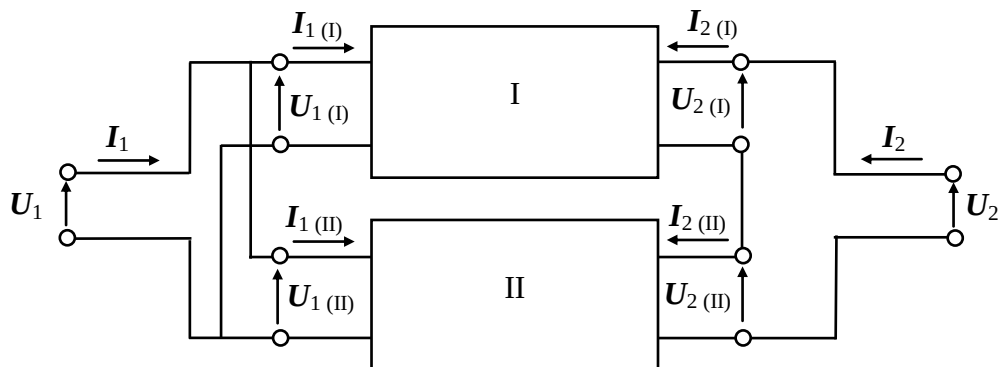
$$\left. \begin{aligned} H_{11} &= H_{11(I)} + H_{11(II)}, & H_{12} &= H_{12(I)} + H_{12(II)}, \\ H_{21} &= H_{21(I)} + H_{21(II)}, & H_{22} &= H_{22(I)} + H_{22(II)}. \end{aligned} \right\} \quad (P1.622)$$

Iš (P1.622) matome, jog nuosekliai lygiagretaus jungimo sudėtinio keturpolio H -parametrų matrica yra lygi nuosekliai lygiagrečiai sujungtų k keturpolių atitinkamų H -parametrų matricų sumai:

$$\begin{pmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{11(I)} & H_{12(I)} \\ H_{21(I)} & H_{22(I)} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} H_{21(II)} & H_{22(II)} \\ H_{21(II)} & H_{22(II)} \end{pmatrix}. \quad (P1.623)$$

Gauta matricų pavidalo išraiška (P1.623) galioja bet kokiam nuosekliai lygiagretaus jungimo sudėtinį keturpolį sudarančių nuosekliai lygiagrečiai sujungtų tiesinių keturpolių sveikajam skaičiui k .

5. **Lygiagrečiai nuoseklus jungimas** – kai pirmojo (I) ir antrojo (II) keturpolių įėjimai $U_{in(I, II)} \rightarrow U_1(I, II)$ yra sujungti tarpusavi lygiagrečiai, o jų išėjimai $U_{iš(I, II)} \rightarrow U_2(I, II)$ yra sujungti tarpusavyje nuosekliai. Tai yra parodyta P1.167 pav.



P1.167 pav. Pirmojo (I) ir antrojo (II) keturpolių lygiagrečiai nuoseklus jungimas

Pritaikę Kirchhofo taisyklę P1.167 pav. parodytos grandinės įėjimui $U_{in} \rightarrow U_1$ ir išėjimui $U_{iš} \rightarrow U_2$, gauname:

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= I_{1(I)} + I_{1(II)}, & I_2 &= I_{2(I)} = I_{2(II)}, \\ U_1 &= U_{1(I)} = U_{1(II)}, & U_2 &= U_{2(I)} + U_{2(II)}. \end{aligned} \right\} \quad (1.624)$$

Iš (1.624) matome, kad lygiagrečiai nuoseklaus jungimo sudėtinio keturpolio parametrus patogiausiai aprašo lygčių sistema (P1.523), kurią savo ruožtu aprašo G -parametrų sistema $\|G_{ij}\|$. Todėl lygiagrečiai nuoseklaus jungimo sudėtinį keturpolį sudarančių I ir II keturpolių parametrus išreiškiame jų G -parametrais taip:

$$U_{2(I)} = G_{11(I)} \cdot U_{1(I)} + G_{12(I)} \cdot I_{2(I)}, \quad I_{1(I)} = G_{21(I)} \cdot U_{1(I)} + G_{22(I)} \cdot I_{2(I)}, \quad (P1.625)$$

$$U_{2(II)} = G_{11(II)} \cdot U_{1(II)} + G_{12(II)} \cdot I_{2(II)}, \quad I_{1(II)} = G_{21(II)} \cdot U_{1(II)} + G_{22(II)} \cdot I_{2(II)}. \quad (P1.626)$$

Iš (P1.624)–(P1.626) nesunkiai gauname lygiagrečiai nuoseklaus jungimo sudėtinio keturpolio G -parametrų sistemą (P1.523), kuri yra išreikšta sudėtinių I ir II keturpolių atitinkamų $G_{(I)}$ – ir $G_{(II)}$ –parametrų sistemų atitinkamais nariais $G_{ij(I)}$ ir $G_{ij(II)}$ taip:

$$\left. \begin{aligned} U_2 &= (G_{11(I)} + G_{11(II)}) \cdot U_1 + (G_{12(I)} + G_{12(II)}) \cdot I_2, \\ I_1 &= (G_{21(I)} + G_{21(II)}) \cdot U_1 + (G_{22(I)} + G_{22(II)}) \cdot I_2. \end{aligned} \right\} \quad (P1.627)$$

Palyginę gautą sistemą (P1.627) su (P1.523), parašome lygiagrečiai nuoseklaus jungimo sudėtinio keturpolio G -parametrų sistemos narių G_{ij} sąryšio lygtis imdami sudėtinių I ir II keturpolių atitinkamų $G_{(I)}$ – ir $G_{(II)}$ –parametrų sistemų atitinkamus narius $G_{ij(I)}$ ir $G_{ij(II)}$ taip:

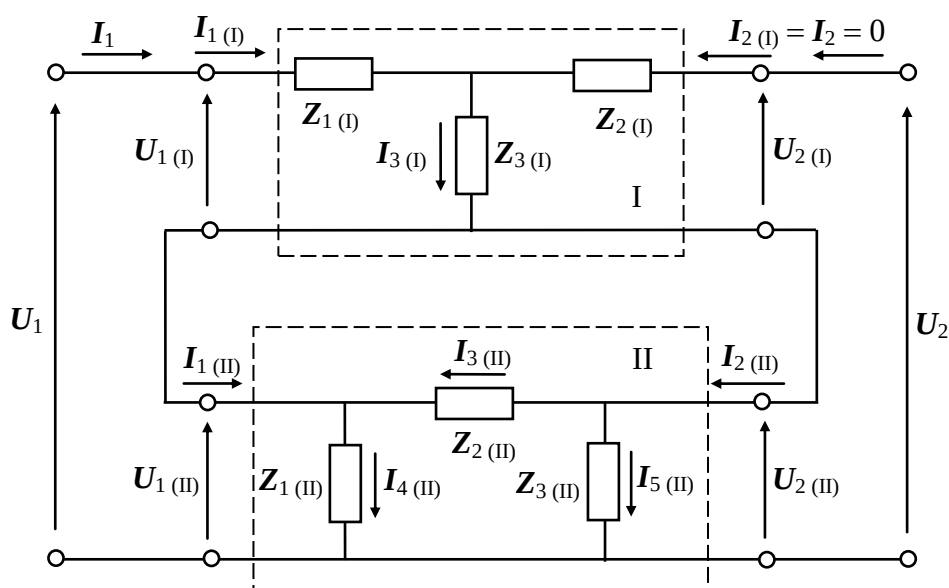
$$\left. \begin{aligned} G_{11} &= G_{11(I)} + G_{11(II)}, & G_{12} &= G_{12(I)} + G_{12(II)}, \\ G_{21} &= G_{21(I)} + G_{21(II)}, & G_{22} &= G_{22(I)} + G_{22(II)}. \end{aligned} \right\} \quad (P1.628)$$

Iš (P1.628) matome, jog lygiagrečiai nuoseklaus jungimo sudėtinio keturpolio G -parametrų matrica yra lygi lygiagrečiai nuosekliai sujungtų k keturpolių atitinkamų $G_{ij(k)}$ –parametrų matricų sumai:

$$\begin{pmatrix} G_{11} & G_{12} \\ G_{21} & G_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_{11(I)} & G_{12(I)} \\ G_{21(I)} & G_{22(I)} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} G_{11(II)} & G_{12(II)} \\ G_{21(II)} & G_{22(II)} \end{pmatrix}. \quad (P1.629)$$

Gauta matricų pavidalo išraiška (P1.629) galioja bet kokiam sudėtinį keturpolį sudarančių lygiagrečiai–nuosekliai sujungtų tiesinių keturpolių sveikajam skaičiui k .

Čia būtina pasakyti, kad gautos išraiškos (P1.611), (P1.622) ir (P1.628) bei jų atitikmenys matricų pavidalu (P1.612), (P1.623) ir (P1.629) yra teisingos tik tuo atveju, kai sudėtinį keturpolį sudarantys tiesiniai keturpoliai tenkina *reguliarumo sąlygą*. Ši sąlyga yra formuluojama taip: nuosekliai sujungtų tiesinių keturpolių įėjimuose $U_{in} \rightarrow U_1$ arba (ir) išėjimuose $U_{is} \rightarrow U_2$ teka vienodos srovės $I_{1(I)} = I_{1(II)}$, $I_{2(I)} = I_{2(II)}$, kai bendru atveju $I_{1(I)} = I_{1(II)} \neq I_{2(I)} = I_{2(II)}$. Kitaip tariant, naudojamų tiesinių keturpolių vidinė ekvivalentinė grandinė yra sudaryta taip, kad realiomis sąlygomis yra tenkinamos atitinkamos srovių lygybių išraiškos (P1.607), (P1.618) ir (P1.624). Šis reikalavimas ne visais atvejais yra tenkinamas, nes, pavyzdžiui, keturpoliams, turintiems konduktyvųjų (galvaninių) ryši tarp įėjimo $U_{in} \rightarrow U_1$ ir išėjimo $U_{is} \rightarrow U_2$, esant nuosekliajam jungimui, reguliarumo sąlyga gali būti netenkinama. Tai matyti iš P1.168 pav. pateiktos nuosekliajo jungimo sudėtinio keturpolio grandinės, kurioje pirmasis (I) keturpolis turi T– pavidalo ekvivalentinę schemą (P1.152 pav.), o antrasis (II) keturpolis turi Π – pavidalo ekvivalentinę schemą (P1.153 pav.).



P1.168 pav. Nuosekliajo jungimo sudėtinio keturpolio grandinė, kurioje pirmasis (I) keturpolis turi T– pavidalo ekvivalentinę schemą (P1.152 pav.), o antrasis (II) keturpolis turi Π – pavidalo ekvivalentinę schemą (P1.153 pav.). Šiuo atveju nėra tenkinama reguliarumo sąlyga

Iš P1.168 pav. matome: kai antrojo (II) keturpolio varžiniai elementai $Z_{1(II)}$ ir $Z_{3(II)}$ yra lygūs $Z_{1(II)} = Z_{3(II)}$, o sudėtinio keturpolio išėjimo $U_{is} \rightarrow U_2$ gnybtai yra atviri, ir todėl $-I_{2(I)} = I_2 = 0$, tai iš Kirchhofo taisyklių gauname šias lygybės:

$$I_{1(II)} = I_{2(II)} = I_{1(I)}/2. \quad (P1.630)$$

Taigi iš (P1.630) matome, kad nuosekliai sujungtoms įėjimų $U_{in(I, II)} \rightarrow U_{1(I, II)}$ ir išėjimų $U_{is(I, II)} \rightarrow U_{2(I, II)}$ grandinėms nei pirmajam (I), nei antrajam (II) keturpoliams nėra tenkinama reguliarumo sąlyga. Iš čia darome išvadą, kad taikant sudėtinių keturpolių metodą nuosekliajo jungimo atveju yra būtina įsitikinti, jog parinkti tiesiniai keturpoliai atitinka *reguliarumo sąlygą*.

LITERATŪRA

- Geršunskis B. S. Elektronikos pagrindai. / Vadovėlis elektron. priet. gamyb. spec. technik. Vilnius: Mokslas, 1981, 324 p., iliustr.
- Ibenskis E. Elektronika. / I d.: diskretieji elementai. Kaunas: Technologija, 2005, 72 p., iliustr.
- Juodviršis A., Mikalkevičius M., Vengrys S. Puslaidininkių fizikos pagrindai. Vilnius: Mokslas, 1985, 352 p., iliustr.
- Kirvaitis R., Martavičius R. Analoginė elektronika. Vilnius: VGTU, 2003, 336 p., iliustr.
- Krivickas R., Jočys A. Grandinių teorijos pagrindai. Vilnius: Mokslas, 1980, 296 p., iliustr.
- Lašas A., Bartkevičius V., Jasinevičienė G. ir kt. Pramoninė elektronika. / 1 dalis: puslaidininkiniai prietaisai ir stiprintuvai. Vilnius: Mokslas, 1988, 255 p., iliustr.
- Lašas A., Bartkevičius V., Jasinevičienė G. ir kt. Pramoninė elektronika. / 2 dalis: impulsinės bei skaitmeninės schemos ir įrenginiai bei technologiniai įtaisai. Vilnius: Mokslas, 1991, 256 p., iliustr.
- Microwave Devices. Ed. by M. J. Howes, D. V. Morgan. Dep. of Electrical and Electronic Eng. John Wiley & Sons, London–New York–Toronto, 1976.
- Microwave semiconductors. Ed. by Frank A. Brand. Microwave Associates, Inc., Burlington, Mass. Proceedings of the IEEE, v. 59, No. 8, (1971) special issue, New York, USA.
- Paul R. Transistoren. Physikalische Grundlagen und Eigenschaften / 2, überarbeitete und ergänzte Auflage. VEB Verlag Technik Berlin, 1969.
- Rimkus P. Radiotechnikos pagrindai. Vilnius: Mintis, 1971, 220 p., iliustr.
- Stasiūnas V. Elektronikos pagrindai. Šiauliai: ŠU, 2002, 156 p., iliustr.
- Sze S. M. Modern Semiconductor Device Physics. John Wiley & Sons, INC, 1997, 556 p.
- Sze S. M. Semiconductor Devices. Physics and Technology. John Wiley & Sons, INC, 2002, 564 p.
- Sze S. M., Ng Kwok K. Physics of Semiconductor Devices. Wiley–Interscience, 2006, 815 p.
- Sharma B. L., Purohit R. K. Semiconductor heterojunctions. Pergamon press, 1974, Technology & Engineering – 216 pages.
- Tietze U., Schenk Ch. Halbleiter–Schaltungstechnik. Springer–Verlag, Berlin, 1980, Heidelberg–New York.
- Štaras S. Fizikinė ir funkcinė elektronika. / Mikrobangų puslaidininkiniai prietaisai. / Paskaitų tekstas. Vilnius: Technika, 2000, 80 p., iliustr.
- Štaras S., Kirvaitis R. Mikroelektronikos pagrindai. Vilnius: Mokslo ir encikloped. leidykla, 1995, 292 p., iliustr.
- Агаханян Т. М. Основы транзисторной электроники. М.: Энергия, 1974, 256 с., ил.
- Зи С. Физика полупроводниковых приборов / В 2-х книгах / Пер. с англ. 2-е перераб. и доп. изд. М.: Мир, 1984, 456x2 с., ил.
- Жалуд В., Кулешов В. Н. Шумы в полупроводниковых устройствах. / Под общ. ред. А. К. Нарышкина. М.: Сов. радио, 1977, 416 с., ил.
- Кремер Г. Гетероструктурные биполярные транзисторы и интегральные схемы. ТИИЭР, 1982, т. 70, No 1, с. 17-32.
- Кремниевые планарные транзисторы / В. Г. Колесников, В. И. Никишин, В. Ф. Сынов и др. / Под ред. Я. А. Федотова. М.: Сов. радио, 1973, 336 с., ил.
- Носов Ю. Р., Петросянц К. О., Шилин В. А. Математические модели элементов интегральной электроники. М.: Сов. радио, 1976, 304 с., ил.

- Пауль Р. Транзисторы. Физические основы и свойства / Пер. с нем. под ред. И. А. Палехова. М.: Сов. радио, 1973, 504 с., ил.
- Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов / Монография. Вильнюс: Мокслас, 1989, 264 с., ил.
- Полупроводниковые приборы в схемах СВЧ / Под ред. М. Хауэса и др. / Пер. с англ. под ред. В. С. Эткина. М.: Мир, 1979, 448 с., ил.
- СВЧ- полупроводниковые приборы и их применение / Под ред. Г. Уотсона. М.: Мир, 1972, 662 с., ил.
- Спиридонов Н. С. Основы теории транзисторов. / 2-е изд., испр. и доп. Киев: Техніка, 1975, 360 с., ил.
- Степаненко И. П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. / 3-е изд., перераб. и доп. М.: Энергия, 1973, 608 с., ил.
- Степаненко И. П. Основы микроэлектроники. / Учебн. пособ. для вузов. М.: Сов. радио, 1980, 424 с., ил.
- Титце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника. / Пер. с нем. под ред. д. т. н. А. Г. Алекскнко. М.: Мир, 1982, 512 с., ил.
- Тугов Н. М., Глебов Б. А., Чариков Н. А. Полупроводниковые приборы / Под ред. В. А. Лабунцоваю М.: Энергоатомиздат, 1990, 576 с., ил.
- Шарма Б. Л., Пурухит Р. К. Полупроводниковые гетеропереходы. / Пер. с англ. под ред. Ю. В. Гуляева. М.: Сов. радио, 1979, 232 с., ил.

ŽYMĖJIMAI

- A – anodas (diodo).
- $A_{M, P}$ – darbas, elektronų išlaisvinimo darbas iš metalo M ir iš puslaidininkio P.
- B – bazė (dvipolio tranzistoriaus).
- BB – bendros bazės jungimo schema.
- BE – bendro emiterio jungimo schema.
- BK – bendro kolektoriaus jungimo schema.
- BU – bendros užtūros jungimo schema.
- BI – bendraištakė jungimo schema.
- BS – bendros santakos jungimo schema.
- IK – ištakinis kartotuvas.
- C; $C_{EB, KB, a, pn, pn d, max, min}$ – talpa (kondensatoriaus); emiterio (E) – bazės (B), kolektoriaus (K) – bazės (B), apkrovos, p–n sandūros barjerinė, p–n sandūros difuzinė, maksimali vertė, minimali vertė.
- D – Diodas, santaka (vienpolio arba lauko tranzistoriaus).
- $D_{n, p}$ – difuzijos koeficientas, elektronų n–, skylių p–.
- $d_{pn, pn max, pn E, pn K, PN}$ – p–n sandūros nuskurdinto sluoksnio storis, maksimali vertė, emiterinės p–n sandūros, kolektorinės p–n sandūros, plačiajuosčiame puslaidininkyje.
- DT – dvipolis tranzistorius.
- EK – emiterinio kartotuvo schema (grandinė).
- $E_{pn, max}; \bar{E}, \bar{E}$ – elektrinio lauko stiprio vektorius, p–n sandūroje, maksimali vertė; elektrinio lauko stiprio E ir jo modulio $|E|$ vidutinės vertės.
- $\mathcal{E}, \bar{\mathcal{E}}; E_{C, v, F, g}; \Delta E_g; \mathcal{E}_{KB, KE, DG, DS, SD}$ – energija (kinetinė), vidutinė vertė; laidumo energinės juostos mažiausia energija (laidumo juostos dugnas (apačia)), valentinės energinės juostos mažiausia energija (valentinės juostos lubos (viršus)), Fermi energijos lygmuo; draustinių energijų juostos plotis; draustinių energijų juostos plotis; įtampos šaltinio elektrovaros jėga (evj), kolektoriaus ir bazės grandinėje, kolektoriaus ir emiterio, santakos ir užtūros, santakos ir ištakos, ištakos ir santakos.
- evj – įtampos šaltinio elektrovaros vidaus jėga.
- $F_K; \bar{F}_K$ – jėga, Kulono; modulio vidutinė vertė.
- $f_{max, T, T max, \alpha, \beta, M, N}$ – dažnis (paprastasis), maksimali vertė, dvipolio tranzistoriaus BE schemeje bazės srovės I_B stiprinimo maksimalus (ribinis) dažnis (kai $I_{oK} = I_{oB}$), f_T maksimali vertė, dvipolio tranzistoriaus BB schemeje emiterio E srovės I_E perdavimo ribinis dažnis (kai $|\alpha| = \alpha_o/\sqrt{2}$), dvipolio tranzistoriaus BE schemeje bazės srovės I_B stiprinimo ribinis dažnis (kai $|\beta| = \beta_o/\sqrt{2}$), moduliuojančio signalo, nešlio.
- G – užtūra (vienpolio arba lauko tranzistoriaus).
- G_{pn} – laidumas (rezistoriaus $R = 1/G$) pastoviajai srovei, p–n sandūros.
- $g_{pn}; g_{n, p, n-p}$ – diferencialinis laidumas (kintamajai srovei), p–n sandūros; generacijos sparta elektronų (n_p), skylių (p_n), porų ($n-p_n$ arba n_p-p_p arba $n-p$).
- $H_{11, 12, 21, 22}$ – H – parametrų sistema (tiesinio keturpolio).
- $h_{11, 12, 21, 22}$ – h – parametrų sistema (diferencialinių, netiesinio keturpolio mažo signalo atveju).
- h – Planko konstanta ($\hbar = h/(2\pi)$).
- IKDT – indukuoto kanalo dvipolis tranzistorius (angliškai IGBT – *isolate gate bipolar transistor*).
- IKVTarba IKLT – injektuoto kanalo vienpolis arba lauko tranzistorius.
- $I; I_{B, D, E, G, K, S, s, s B, s E, s K, s K (e), (s), max, \sim, =, o, R, C, L, a, t, dif, drf, v, ef, (n), (p), \dot{S}, r, tn}$ – harmoninės srovės stiprio vektorius; modulis, bazės B, santakos D, emiterio E, užtūros G, kolektoriaus K, ištakos S, atgalinė soties, atgalinė bazės–emiterio soties BE schemeje, atgalinė emiterio–bazės soties BB schemeje, atgalinė kolektoriaus–

- bazės soties BB schemoje, atgalinė kolektoriaus–bazės soties BE schemoje, soties veikloje, maksimali vertė, kintamoji vertė, pastovioji vertė, amplitudinė vertė, rezistoriuje (R), kondensatoriuje (C), ritelėje (L), diodo atgalinė vertė, diodo tiesioginė vertė, difuzinė vertė, dreifinė vertė, vidutinė vertė, efektinė vertė, elektroninis sandas, skylinis sandas, Šotkio diodo, rekombinacinis sandas, tunelinis sandas.
- i – srovės stiprio I momentinė vertė, čia indeksai atitinka I indeksus.
- i – savitojo laidumo – švaraus – be priemaišų – nelegiruoto puslaidininkio laudumas.
- $Y_{11, 12, 21, 22}$ – Y – parametrų sistema (tiesinio keturpolio).
- $y_{11, 12, 21, 22}$ – y – parametrų sistema (diferencialinė netiesinio keturpolio mažo signalo atveju).
- J, J – harmoninės srovės tankio vektorius, modulis – pastoviosios srovės tankis.
- j – menamasis vienetas ($j^2 = -1$).
- $\mathbf{j}, j_{n, p}$ – harmoninės kintamosios srovės momentinio tankio vektorius, modulis, elektroninis sandas, skylinis sandas.
- K – katodas (diodo); kolektorius (dvipolio tranzistoriaus).
- $K; K_U, I, P, u, i, p, b, e, k, g, s, d, trš$ – stiprinimo–perdavimo koeficiento kompleksinis dydis; modulis, pastoviosios įtampos, pastoviosios srovės, pastoviosios galios, kintamosios (diferencialinis) įtampos, diferencialinis srovės, diferencialinis galios, BB schemoje, BE schemoje, BK (EK) schemoje, BU schemoje, BI schemoje, BS (IK) schemoje, triukšmų koeficientas.
- k – Bolcmono konstanta.
- $L; L_k; L_{n, p, B, E, K}$ – induktyvumas; ilgis (atstumas), kanalo (lauko tranzistoriuje); difuzijos nuotolis elektronų n_p , difuzijos nuotolis skylių p_n , bazėje B, emiteryje E, kolektoriuje K.
- M – metalas.
- MDP – metalo–dielektriko–puslaidininkio lauko tranzistorius.
- MOP – metalo–oksido–puslaidininkio lauko tranzistorius.
- M – laipsnio rodiklis varikapo barjerinės talpos $C_{pn}(-U_{AK})$ aproksimacijos išraiškoje.
- $\mathcal{M}$ – griūties didėjimo faktorius pramušimo metu stabilitrone.
- m – diodo VACH aproksimacijos patikslinimo koeficientas, stabilitrono pastovinimo įtampos U_p išraiškos parametras.
- N – plačiajuostis N– tipo (elektroninio laidumo) puslaidininkis.
- $N_{a, d, B, E, K, c, v}$ – priemaišinių atomų (legiruojančių puslaidininkį) tankis, akceptorų, donorų, bazėje B, emiteryje E, kolektoriuje K, elektronų n_i būsenų efektinis tankis laidumo E_c energinėje juostoje, skylių p_i būsenų efektinis tankis valentinėje E_v energinėje juostoje.
- n – elektroninio laidumo puslaidininkis.
- $n_{i, n, p, o}$ – elektronų tankis, švariame savitojo laidumo (i) puslaidininkyje, elektroninio n– laidumo puslaidininkyje, skylinio p– laidumo puslaidininkyje, elektronų n_p ir skylių p_n pusiausviriniai tankiai (kai $n_p \cdot p_p = n_n \cdot p_n = n_i^2 = p_i^2$).
- P – plačiajuostis P– tipo (skylinio laidumo) puslaidininkis.
- $P, =, \sim, n, K, a, trš, in, iš$ – galia, pastovioji, kintamoji, naudingoji, kolektoriuje K, apkrovoje R_a , elektroninio triukšmo, įėjime, išėjime.
- p – skylinio laidumo puslaidininkis.
- $P, K, a, R, C, L; p, i, n, p, o$ – momentinė galia (kintamojo signalo), kolektoriuje K, apkrovoje R_a ; rezistoriuje R , kondensatoriuje C , ritelėje L ; skylių tankis, švariame savitojo laidumo (i) puslaidininkyje, elektroninio n– laidumo puslaidininkyje, skylinio p– laidumo puslaidininkyje, skylių p_n ir elektronų n_p pusiausviriniai tankiai (kai $n_p \cdot p_p = n_n \cdot p_n = n_i^2 = p_i^2$).
- $R, a, i, B'B, E'E, K'K, G'G, S'S, D'D, EB, BE, KB, KE, b, e, k, SG, GS, DG, DS, g, s, d$ – ominė varža (rezistorius) pastoviajai srovei, apkrovos, vidinė (šaltinio), bazės B- emiterio E- kolektoriaus

K- užtūros G- ištakos S- santakos D- sričių, tarp emiterio E ir bazės B, tarp bazės B ir emiterio E, tarp kolektoriaus K ir bazės B, tarp kolektoriaus K ir emiterio E, BB schemeje, BE schemeje, BK (EK) schemeje, tarp ištakos S ir užtūros G, tarp užtūros G ir ištakos S, tarp santakos D ir užtūros G, tarp santakos D ir ištakos S, BU schemeje, BI schemeje, BS (IK) schemeje.

r ; r , i, B, E, K, G, S, D, EB, BE, KB, KE, b, e, k, SG, GS, DG, DS, g, s, d, p, (-); r_n , p – kompleksinė (diferencialinė) varža kintamajam harmoniniam signalui; diferencialinės varžos modulis (kintamajai srovei), vidinė (šaltinio), bazės B, emiterio E, kolektoriaus K, užtūros G, ištakos S, santakos S (arba diodo), tarp emiterio E ir bazės B, tarp bazės B ir emiterio E, tarp kolektoriaus K ir bazės B, tarp kolektoriaus K ir emiterio E, BB schemeje, BE schemeje, BK (EK) schemeje, tarp ištakos S ir užtūros G, tarp užtūros G ir ištakos S, tarp santakos D ir užtūros G, tarp santakos D ir ištakos S, BU schemeje, BI schemeje, BS (IK) schemeje, įtampos pastovinio srityje (stabilitronas), neigiama vertė; rekombinacijos sparta elektronų n_p , skylių p_n .

S – ištaka (lauko tranzistoriaus).

S , pn, E, K, k; S , b, e, k, g, s, d; S , u, T, i, T – plotas, p–n sandūros, emiterio E, kolektoriaus K, kanalo (lauko tranzistoriuje); statusas, BB schemeje, BE schemeje, BK (EK) schemeje, BU schemeje, BI schemeje, BS (IK) schemeje; elektroninių triukšmų fliktuacijų spektrinis tankis, įtampos U , srovės I .

T , K, k, trš; T – temperatūra (absoliutinė), kolektoriaus K, korpuso (diodo), elektroninio triukšmo; periodas (kintamojo signalo).

t , o, d, n, p, B, K, k, EK – laikas (momentinis), pradinis, laisvųjų krūvininkų lėkio trukmė, elektronų, skylių, bazėje B, kolektorinėje p–n sandūroje, kanale (lauko tranzistoriuje), signalo vėlinimo tarp emiterio E ir kolektoriaus K.

U ; U , pn, d, p, s, k, AK, KA, BE, EB, KB, KE, EK, GS, SG, DG, DS, SD, =, ~, $\approx$, in, iš – harmoninės įtampos vektorius; įtampos modulis, p–n sandūroje, diodo medžiagos parametras, pastovinio įtampa (stabilitrono), slenkstinė užtūros G įtampa, išėjimo VACH kreivės $I_D(U_{DS})|_{U_{SG} = \text{const}}$ lūžio vietos įtampa tarp pradinės ir sąsmaukos sričių, tarp anodo A ir katodo K, tarp katodo K ir anodo A, tarp bazės B ir emiterio E, tarp emiterio E ir bazės B, tarp kolektoriaus K ir bazės B, tarp kolektoriaus K ir emiterio E, tarp emiterio E ir kolektoriaus K, tarp užtūros G ir ištakos S, tarp ištakos S ir užtūros G, tarp santakos D ir užtūros G, tarp santakos D ir ištakos S, tarp ištakos S ir santakos D, pastovioji vertė, kintamoji vertė, nuolatinė pulsuojanti vertė, įėjime, išėjime.

u , pn, AK, KA, BE, EB, KB, KE, EK, GS, SG, DG, DS, SD, in, iš (t) – momentinė kintamosios įtampos U vertė, čia indeksai atitinka U indeksus.

VACH – voltamperinė charakteristika.

VT – vienopolis tranzistorius.

V ; ΔV – tūris; tūrio pokytis.

$\mathbf{v}$; $\mathbf{v}$, n, p, dif, drf, s – greičio vektorius; modulis, elektronų, skylių, difuzinis, dreifinis, soties.

$\mathbf{Z}$, $\mathbf{Z}$, C, L, RC, RL; $Z_{11, 12, 21, 22}$ – kompleksinė varža kintamajam harmoniniam signalui, modulis, talpos (kondensatoriaus), induktyvumo (ritelės), RC – grandinės, RL – grandinės; Z – parametrų sistema (tiesinio keturpolio).

$z_{11, 12, 21, 22}$ – parametrų sistema (diferencialinė netiesinio keturpolio mažo signalo atveju).

Q , B, E, K, n, p, Na, Nd; Q , C, v – elektros krūvis, bazėje B, emityje E, kolektoriuje K, elektronų n , skylių p , akceptorų, donorų; RLC – kontūro kokybė, varikapo, varikapo vardinė.

q – elementarusis elektrinis krūvis.

W , B, E, K, k; W^*_B – storis, bazės B metalurginis, emiterio E metalurginis, kolektoriaus K metalurginis, kanalo (lauko tranzistoriaus); bazės B neutralios srities storis.

x – koordinačių sistemos x – ašies koordinatė (vertė).

y – koordinačių sistemos y – ašies koordinatė (vertė).

- α, α_o – kintamosios harmoninės emiterio E srovės I_E perdavimo koeficientas BB jungimo schemeje, modulis, pastoviosios emiterio E srovės I_E perdavimo koeficientas BB jungimo schemeje.
- β, β_o – kintamosios harmoninės srovės perdavimo koeficientas BE schemeje, modulis, pastoviosios srovės perdavimo koeficientas BE schemeje.
- $\gamma, \gamma_{E, B, K, e, b, k}$ – dvipolio tranzistoriaus efektyvumo koeficientas, emiterio E pastoviosios srovės I_E injekcijos, šalutinių krūvininkų n_p arba p_n pernašos per bazę B, kolektorinės p–n sandūros pastoviosios srovės I_K dauginimo, emiterio E kintamosios srovės $I_{E\sim}$ injekcijos (diferencialinis), šalutinių krūvininkų n_p arba p_n diferencialinis pernašos per bazę B, kolektorinės p–n sandūros kintamosios srovės $I_{K\sim}$ dauginimo (diferencialinis).
- Δ – pokytis (skirtumas).
- ϵ_o – santykinė dielektrinė skvarba, vakuumo.
- η – naudingumo koeficientas (nvk).
- $\mu, \mu_{n, p, B, E, K, k}$ – laisvųjų krūvininkų judrumas, elektronų n , skylių p , bazėje B, emiteryje E, kolektoriuje K, kanale (lauko tranzistoriaus).
- ν_ϕ – kolektoriaus K kintamosios srovės $I_{K\sim}$ perdavimo koeficiento α fazės ϕ_α patikslinimo koeficientas.
- $\rho, \rho_{p, n, B, E, K, k}$ – savitoji varža, p– tipo puslaidininkio, n– tipo puslaidininkio, bazės B, emiterio E, kolektoriaus K, kanalo (lauko tranzistoriaus).
- $\tau, \tau_{d, B, E, K, RC, RL, b, k, EK}; \tau_{ef, n, p, B, E, K}$ – laiko trukmės konstanta (pereinamųjų procesų), laisvųjų krūvininkų lėkio trukmės, bazėje B, emiteryje E, kolektorinėje p–n sandūroje, RC– grandinės, RL– grandinės, bazės B, kolektoriaus K, signalo vėlinimo laiko t_{EK} trukmė tarp emiterio E ir kolektoriaus K; šalutinių krūvininkų n_p arba p_n efektyvioji gyvavimo trukmė, n– tipo puslaidininkyje, p– tipo puslaidininkyje, bazėje B, emiteryje E, kolektoriuje K.
- $\varphi_{in, iš, i, u, \alpha, \beta}; \varphi_{T, k}$ – kintamojo harmoninio signalo fazė, įėjimo signalo, išėjimo signalo, srovės, įtampos, koeficiento α , koeficiento β ; temperatūrinis potencialas, kontaktinis p–n sandūros potencialų skirtumas.
- ψ – laisvųjų krūvininkų tuneliavimo tikimybė,
- ω – ciklinis dažnis, čia indeksai atitinka paprastojo dažnio f indeksus.
- $\parallel$ – dviejų pasyviųjų radiotechninių elementų lygiagrečiojo jungimo atstojamoji vertė, pavyzdžiui, $R_1 \parallel R_2 = R_1 \cdot R_2 / (R_1 + R_2)$.

PRATARMĖ	2
1. PAGRINDINAI RADIOTECHNINIŲ GRANDYNŲ ELEMENTAI	3
1.1. Pasyvieji (tiesiniai) elementai	3
<i>Varžos elementas R</i> (varžas, rezistorius)	3
<i>Induktyvumo elementas L</i> (indukcinė ritelė)	6
<i>Talpos elementas C</i> (kondensatorius)	7
<i>Elektrolitiniai kondensatoriai</i>	9
<i>Įtampos šaltinis</i>	9
<i>Srovės šaltinis</i>	11
1.2. Netiesiniai (aktyvieji) elementai	14
<i>Diodas</i> (puslaidininkinis)	14
<i>Puslaidininkinio diodo veikos fizika</i>	16
<i>Energinės diagramos</i>	18
<i>Draustinių energijų juosta</i>	18
<i>Potencialo barjeras</i>	19
<i>Barjerinė talpa</i>	20
<i>Anodas A, katodas K</i>	20
<i>Difuzinė tiesioginė srovė</i>	20
<i>Difuzinė talpa</i>	22
<i>Ominiai kontaktai</i>	23
1. Lyginantysis diodas	24
<i>Pagrindiniai parametrai</i>	24
<i>Vienpusė kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandinė</i>	25
<i>Dvipusiai kintamosios srovės (įtampos) lyginimo grandynai</i>	28
2. Detektorinis diodas	31
<i>Pagrindiniai parametrai</i>	31
2. 1. Taškinis detektorinis diodas	31
3. Varikapas	32
<i>Pagrindiniai parametrai</i>	33
4. Stabilitronas	34
<i>Griūtinis pramušimas</i>	35
<i>Pastovinimo (stabilizacijos) įtampa</i>	37
<i>Tunelinis pramušimas</i>	37
<i>Šiluminis pramušimas</i>	39
<i>Pagrindiniai parametrai</i>	40
<i>Įtampos pastovinimo grandinė su stabilitronu</i>	41
5. Tunelinis diodas	43
<i>Elektrinių virpesių generatoriaus grandinė su tuneliniu diodu</i>	46
<i>Pagrindiniai parametrai</i>	48
6. Šotkio diodas	49
<i>„Karštųjų“ elektronų injekcija</i>	52
<i>Pagrindiniai parametrai</i>	52
1.3. Aktyvieji radiotechniniai elementai – tranzistoriai (tiesinė veika)	53
1.3.1. Dvipolis (bipoliarinis) tranzistorius	53
<i>Normali n–p–n tranzistoriaus veika</i>	54

<i>Pastoviosios srovės stiprinimo ir perdavimo koeficientai</i>	54
<i>Srovių balanso lygtis</i>	54
Bendros bazės schema (BB)	55
<i>Eberso ir Molo ekvivalentinė schema</i>	55
<i>Eberso ir Molo lygtys</i>	56
<i>Iėjimo, išėjimo ir perdavimo VACH</i>	56
<i>Diferencialinis statusas S_b</i>	57
<i>Diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas K_{ub}</i>	61
Bendro emiterio schema (BE)	62
<i>Eberso ir Molo ekvivalentinė schema</i>	62
<i>Iėjimo, išėjimo ir perdavimo VACH</i>	62
<i>Diferencialinis statusas S_e</i>	64
<i>Erlio efektas (Erlio įtampa U_E)</i>	65
<i>Diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas K_{ue}</i>	67
Bendro kolektoriaus schema (BK)	68
<i>Iėjimo, išėjimo ir perdavimo VACH</i>	69
<i>Diferencialinis statusas S_k</i>	70
<i>Diferencialinis įtampos perdavimo koeficientas K_{uk}</i>	73
Emiterinis kartotuvai (EK)	74
<i>Pagrindinės dvipolio tranzistoriaus žemadažnės elektrinių savybių palyginamosios vertės</i>	74
1.3.1.1. Dvipolio tranzistoriaus fizikiniai veikos principai	74
<i>Energinės diagramos nesant išorinių įtampų</i>	76
<i>Energinės diagramos normalioje veikoje</i>	77
<i>Šalutinių krūvininkų bazėje „difuzinis trikampis“</i>	81
<i>Pagrindinė dvipolio tranzistoriaus veikimo sąlyga</i>	82
<i>Injekcijos efektyvumo koeficientas γ_E</i>	82
<i>Pernašos koeficientas γ_B</i>	83
<i>Tolydumo lygtis</i>	83
<i>Kolektoriaus srovės dauginimo (didinimo) koeficientas γ_K</i>	85
<i>Kolektoriaus maksimalios galios „hiperbolė“</i>	85
Griūtinis (lavininis) tranzistorius	85
<i>Kirko efektas</i>	87
<i>Erlio efektas</i>	88
<i>Dvipolio tranzistoriaus parametrų priklausomybės nuo dažnio ω</i>	88
Bendros bazės schemoje (BB)	88
<i>Diferencialiniai koeficientai γ_e, γ_b ir γ_k</i>	88
<i>Maksvelo trukmės konstanta</i>	90
Difuzinis ir dreifinis tranzistoriai	94
<i>Termodinaminės pusiausvyros sąlyga bazėje</i>	94
Bendro emiterio schemas (BE) dažninės savybės	95
<i>Tranzistoriaus valdymo būdai BE schemoje</i>	96
<i>Dvipolio tranzistoriaus pagrindiniai parametrai</i>	98
<i>Koeficientų $\alpha(\omega)$ ir $\beta(\omega)$ dažninės priklausomybės</i>	99
1.3.2. Vienpolis (unipoliarinis, lauko) tranzistorius	100
<i>Vienpolio (lauko) tranzistoriaus grafiniai simboliai</i>	100
Bendros užtūros schema (BU)	102
<i>Perdavimo charakteristika ir išėjimo VACH</i>	102
<i>Diferencialinis statusas S_g</i>	103

<i>VACH pradinė ir sąsmaukos sritys</i>	104
<i>Diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas K_{ug}</i>	108
<i>Bendros ištakos schema (BI)</i>	109
<i>Perdavimo charakteristika ir išėjimo VACH</i>	109
<i>Diferencialinis statusas S_s</i>	111
<i>Diferencialinis įtampos stiprinimo koeficientas K_{us}</i>	114
<i>Bendros santakos schema (BS)</i>	115
<i>Perdavimo charakteristika ir išėjimo VACH</i>	115
<i>Ištakinis kartotuvai (IK)</i>	117
<i>Diferencialinis įtampos perdavimo koeficientas K_{ud}^*</i>	118
<i>Įterpto n– ir p– kanalo MOP (MDP) tranzistorius</i>	119
<i>Indukuoto n– ir p– kanalo MOP (MDP) tranzistorius</i>	119
1.3.2.1. Vienpolio (lauko) tranzistoriaus fizikiniai veikos principai	121
<i>Sandūrinis atidarytojo n– kanalo vienpolis tranzistorius</i>	121
<i>Diferencialinis statusas S^* išėjimo VACH sąsmaukos srityje</i>	125
<i>Sandūrinis uždarytojo n– kanalo vienpolis tranzistorius</i>	125
<i>Įterpto bei indukuoto n– arba p– kanalo MOP (MDP) tranzistoriai</i>	126
<i>Indukuoto n– arba p– kanalo MOP (MDP) tranzistorius</i>	127
<i>Puslaidininkio paviršiaus fizika</i>	128
<i>MOP darinio energinė diagrama</i>	128
<i>Laidumo tipo inversija (apgrąža)</i>	130
<i>Indukuoto kanalo slenkstinė indukcijos įtampa $U_{s(i)}$</i>	133
<i>Indukuoto kanalo MOP tranzistoriaus statusas S^*</i>	136
<i>Šotkio lauko tranzistorius</i>	136
<i>Vienpolio tranzistoriaus dažninės charakteristikos</i>	137
<i>Vienpolio tranzistoriaus ekvivalentinė schema BI grandinėje</i>	137
<i>Vienpolio tranzistoriaus pagrindiniai parametrai</i>	145
2. DVIPOLIŲ IR VIENPOLIŲ TRANZISTORIŲ PAGRINDINIŲ ELEKTRINIŲ SAVYBIŲ GERINIMO BŪDAI	147
2.1. Įvairūs dvipolių tranzistorių dariniai	147
<i>Esminis dreifinio tranzistoriaus konstrukcijos prieštaravimas</i>	147
<i>Dreifinis tranzistorius su dviejų sluoksnių baze</i>	148
<i>Dreifinis tranzistorius su įvairiatarpe emiterio p–n sandūra</i>	149
<i>Šalutinių krūvininkų pernašos per bazę B būdai</i>	151
<i>Dreifinio tranzistoriaus atveju</i>	151
<i>Varizoninis puslaidininkis</i>	153
<i>Varizoniniai dreifiniai tranzistoriai</i>	155
2.2. Įvairūs vienpolių (lauko) tranzistorių dariniai	156
<i>Vertikalios struktūros (V pavidalo) planarusis vienpolis tranzistorius</i>	156
<i>Selektyviai įterpto arba indukuoto n– kanalo sandūrinis</i>	
<i>Šotkio vienpolis tranzistorius</i>	158
<i>Dvimatės „elektronų dujos“</i>	159

Diferencialinis statusas S_s^*	160
IKDT (angl. IGBT) – indukuoto kanalo dvipolis tranzistorius	161
IKVK – injektuoto kanalo vienpolis tranzistorius	165
PRIEDAI (P)	167
P1. Tranzistorių triukšmų fizika	167
1. <i>Šiluminis triukšmas</i> („baltasis triukšmas“)	167
2. <i>Šratinis triukšmas</i>	168
Šotkio formulė šratiniam triukšmui	168
3. <i>Rekombinacinis triukšmas</i>	168
generacinis-rekombinacinis triukšmas	169
Srovės rekombinacinis triukšmas	171
Įtampos rekombinacinis triukšmas	171
4. <i>Žemadažnis triukšmas</i> („1/f triukšmas“)	170
Triukšmo ekvivalentai	171
Triukšmo varža	171
Triukšmo laidis	171
Triukšmo temperatūra	172
Etaloninis triukšmų generatorius	172
Lygiavertė vakuuminio diodo soties srovė	172
Triukšmo koeficientas	173
Lygiaverčiai (ekvivalentiniai) įtampos arba srovės triukšmų generatoriai	174
P1.2. Dvipolio tranzistoriaus triukšmai	175
P1.3. Vienpolio (lauko) tranzistoriaus triukšmai	183
P2. PUSLAIDININKINIŲ ĮTAISŲ TEORINIO MODELIAVIMO BŪDAI	189
P2.1. Šoklio šešių fundamentalių lygčių sistema	189
Eiššteino sąryšis	190
Šoklio lygčių kraštinės sąlygos	192
Mažo ir didelio įėjimo signalo sąlygos	193
Puslaidininkinio įtaiso matematinis modelis	194
1. <i>Tiesioginis Šoklio lygčių sistemos sprendimas</i>	194
2. <i>Baigtinių skirtumų metodas</i> („tinklelio“ metodas)	196
3. <i>Linvilio metodas</i> (Linvilio matematinis modelis)	201
Linvilio „elementai“	201
Formalioji ekvivalentinė grandinė	202
4. <i>Paskirstytos RC– grandinės modelis</i>	204
Formalioji fizikinė ekvivalentinė grandinė	204
5. <i>Apytiksliai Šoklio lygčių sistemos sprendimo būdai</i>	204
Kvazistatinio artinio metodas	205
5.1. <i>Krūvio metodas</i>	205
5.2. <i>Nykstamai mažų trikdžių metodas</i>	206
Viena iš pagrindinių nykstamai mažų trikdžių metodo prielaidų	206
Išimintini p–n sandūros (diodo) ir dvipolio tranzistoriaus teorinių skaičiavimų rezultatai	207
Pagrindinės (pamatinės) dvipolio tranzistoriaus veikos principų fizikinės išvados	212

<i>Erlio efektas (Erlio įtampa)</i>	214
P2.2. Fizikinės ekvivalentinės (lygiavertės) schemos metodas	215
<i>Mažo įėjimo signalo sąlygos atvejis</i>	215
<i>Didelio įėjimo signalo sąlygos atvejis</i>	215
P.2.3. Keturpolių metodas (tiesiniai keturpoliai)	215
<i>Tiesinį keturpolį aprašančios lygčių sistemos</i>	216
1. <i>Tuščios eigos parametru sistema</i> (Z – parametrai)	216
2. <i>Užtrumpintos eigos (trumpojo jungimo) parametru sistema</i> (Y – parametrai)	217
3. <i>Mišrioji (hibridinė) parametru sistema</i> (H – parametrai)	217
4. <i>Galios sklaidos parametru sistema</i> (S_p – parametrai)	218
<i>Nesuderintos matavimo sistemos atvejis</i>	220
5. <i>Įtampos sklaidos parametru sistema</i> (S_u – parametrai)	220
<i>Suderintos matavimo sistemos atvejis</i>	220
P2.4. Puslaidininkinio įtaiso ekvivalentinė (lygiavertė) schema	223
1. <i>Pasyviosios ekvivalentinės grandinės</i>	224
1.1. <i>T– pavidalo ekvivalentinė schema</i>	224
<i>Nesimetrinis tiesinis keturpolis</i>	224
1.2. <i>Π– pavidalo ekvivalentinė schema</i>	225
2. <i>Aktyviosios ekvivalentinės grandinės</i>	225
P2.5. Puslaidininkinių įtaisų fizikinės ekvivalentinės schemos	227
<i>Paskirstytų parametru RC– grandinės</i>	228
<i>Esminis dvipolio ir vienpolio tranzistorių skirtumas</i>	230
P.2.6. Netiesiniai keturpoliai	231
<i>Mažo įėjimo signalo sąlyga</i>	231
<i>Netiesinių iškreipimų faktorius δ</i>	231
<i>Diferencialiniai h– parametrai</i>	232
<i>Grafinės analizės metodas</i>	234
<i>Diferencialinės z– ir y– parametru sistemos</i>	236
P2.7. Puslaidininkinio įtaiso fizikinės ekvivalentinės schemos elementų sąryšis su atitinkamo keturpolio parametru sistemos nariais	236
<i>Parazitinių parametru įtaka</i>	238
P2.8. Sudėtinių keturpolių metodas	239
1. <i>Lygiagretusis jungimas</i>	239
2. <i>Nuoseklusis jungimas</i>	241
3. <i>Kaskadinis jungimas</i>	242
4. <i>Nuosekliai lygiagretus jungimas</i>	243
5. <i>Lygiagrečiai nuoseklus jungimas</i>	244
<i>Reguliarumo sąlyga</i>	245
LITERATŪRA	246
ŽYMĖJIMAI	248



Česlovas Pavasaris

Fizikas, gamtos mokslų daktaras.

Gimė 1950 m. kovo 18 d. laikinojoje sostinėje Kaune, kur našlaičių namuose Nr. 2 gyveno iki 1957 m. ir tais pačiais metais nuo rugsėjo 1 d. pradėjo savo mokslinę ir darbo kelionę jūreivių sostinėje Klaipėdoje. Čia Č. Pavasaris mokėsi profesinėje technikos mokykloje-internate iki 1962 m., ir, būdamas trečioje klasėje, padarė savo pirmąjį puslaidininkinį įtaisą – diodą, pagrįsta litavimo lydiniu su švino pagrindu, ir suprojektavo bei pagamino savo pirmąjį detektorinį radijo imtuvą, kurio antena buvo ilgas laidas, pakeltas su aitvaru. Iš Klaipėdos Č. Pavasaris pateko į Lietuvos šiaurėje esantį miestelį – Žagarę, kur 1965 metais baigė aštuonmetę mokyklą-internatą, ir tais pačiais metais mokyklos direktoriaus iniciatyva Č. Pavasaris pateko į Lietuvos sostinę Vilnių, tęsti savo mokslinę ir darbo kelionę vidurinėje mokykloje-internate, pavadinta VLKJS 50-mečio vardu, kur mokėsi M klasėje su sustiprintu fizikos-matematikos kursu. 1969 m., baigęs vidurinę mokyklą, Č. Pavasaris įstojo į VU Fizikos fakultetą, kurį baigė 1974 m., jam buvo suteikta fiziko (radiofiziko) kvalifikacija, ir tais pačias metais buvo paliktas dirbti pedagoginį ir mokslinį-tiriamąjį darbą Radiofizikos katedroje. 1984 m. Č. Pavasaris Minsko (Baltarusija) Elektronikos institute apgynė fizikos ir matematikos mokslų kandidato disertaciją, kuri, nepriklausomybę atgavusioje Lietuvoje, 1993 m. buvo nostrifikuota gamtos mokslų daktaro laipsniu. Dirbdamas Radiofizikos katedros Impulsinių procesų tyrimo laboratorijoje aktyviai dalyvavo išradybos veikloje, ir už padarytus išradimus ir jų praktinį panaudojimą Č. Pavasaris buvo apdovanotas TSRS išradėjo ženklu. Nuo 2001 m. Č. Pavasaris dirbo Fizikos fakulteto *Elektronikos* mokomosios laboratorijos vedėju, skaitė *Elektronikos* bei *Signalų ir tiesinių grandinių* paskaitas Telekomunikacijų fizikos ir elektronikos specialybės antrojo kurso studentams, aktyviai dalyvavo Lietuvos fizikų (moksleivių) olimpiadų veikloje, vadovavo studentų kursiniams bei baigiamiesiems darbams.